

УДК 53.01

ВОЗМУЩЕНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2022 г. В. М. Сорокин¹ *, А. К. Яценко¹, Г. Ю. Мушкарев¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: sova@izmiran.ru

Поступила в редакцию 27.01.2022 г.

После доработки 31.03.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрена модель генерации акустико-гравитационной волной колебаний геомагнитного поля с периодами (5–10) мин, которые наблюдаются во время воздействия на ионосферу ионизирующего излучения солнечных вспышек. Проведен анализ магнитограмм на различных расстояниях от подсолнечной точки на поверхности Земли, на которых наблюдается колебательный режим возмущения геомагнитного поля. Проведен расчет концентрации электронов и проводимости в нижней ионосфере, а также характеристик источника тепла и силы Ампера, возникающих в результате изменения электрического тока. Рассмотрена генерация импульса акустико-гравитационных волн этими источниками в нижней ионосфере. Распространение этих волн в проводящей ионосфере сопровождается возмущением электрического тока и магнитного поля. Проведен расчет временной зависимости магнитного поля, результаты которого сопоставлены с магнитограммами. Показано, что данная модель может быть использована для интерпретации данных регистрации колебаний геомагнитного поля в диапазоне (5–10) мин.

DOI: 10.31857/S0016794022050157

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные исследования геомагнитных эффектов солнечных вспышек (geomagnetic solar flare effect Sfe) были проведены в течение Международного Геофизического Года (IGY). В работе [Nagata, 1966] обсуждаются результаты этих исследований. Установлено, что кратковременные всплески вариаций геомагнитного поля на солнечной полусфере возникают в результате увеличения концентрации электронов и ионов в нижней ионосфере под действием ионизирующего излучения солнечных вспышек. Это подтверждается по совокупности всесторонних данных, связанных с явлениями, наблюдаемыми в течение МГГ. Было сделано заключение, что основной процесс, приводящий к наблюдаемым явлениям, заключается в следующем.

- Ионизирующее излучение солнечных вспышек производит дополнительную концентрацию электронов и ионов $\Delta n(t)$ в дополнение к их нормальной концентрации n_0 .

- Увеличение концентрации ионов и электронов $\Delta n(t)$ приводит к увеличению проводимости

ионосферы $\Delta \sigma(t)$ по сравнению с ее нормальной проводимостью σ_0 , где $\Delta \sigma(t)/\sigma_0 \sim \Delta n(t)/n_0$.

- Электрическое динамо-поле $\mathbf{E}$ мало меняется. Ионосферный электрический ток $\mathbf{j}$ представляет собой сумму токов $\mathbf{j}(t) = \mathbf{j}_0 + \Delta \mathbf{j}(t) = [\sigma_0 + \Delta \sigma(t)]\mathbf{E}$ и, следовательно, $\Delta \mathbf{j}(t) = \Delta \sigma(t)\mathbf{E}$, так как $\mathbf{j}_0 = \sigma_0\mathbf{E}$. Таким образом возмущение тока $\Delta \mathbf{j}(t)$ производит соответствующие геомагнитные эффекты солнечных вспышек.

- Поглощение радиоволн ионосферой примерно пропорционально $\int v_e n(t) dl$, где v_e – частота столкновения электронов, а $\int dl$ обозначает интеграл вдоль пути распространения радиоволн. Дополнительное поглощение пропорционально $\int \Delta n(t) dl$, которое может связано с внезапным ионосферным возмущением.

Многочисленные работы по геомагнитным эффектам солнечных вспышек, проводимые совместно с одновременными наблюдениями ионосферных возмущений подтвердили это заключение. Selvakumaran et al. [2015] провели исследова-

ния возмущения ионосферы в активный период солнечного цикла. Анализировалась регистрация сигналов передатчика с частотой 19.8 КГц на низкоширотной обсерватории во время солнечных вспышек. Показано, что параметры *D*-области ионосферы сильно зависят от локального времени появления солнечных вспышек и их класса. Максимальное значение концентрации электронов может увеличиваться в 80 раз по сравнению с нормальным дневным значением. Было найдено, что концентрация электронов растет экспоненциально с увеличением потока излучения солнечной вспышки, а увеличение горизонтальной компоненты магнитного поля связано с ростом ионосферной токовой струи над экваториальной станцией.

Дальнейшие исследования позволили обнаружить одновременное появление Sfe в темной полусфере и, в некоторых случаях, увеличение времени запаздывания максимума всплеска геомагнитного поля с увеличением расстояния от солнечного зенита в освещенной полусфере. В работе [Ohshio, 1964] показано, что форма возмущения магнитного поля в ночной и дневной полусферах мало отличаются друг от друга. Кроме того, возмущения магнитного поля наблюдаются в полярных областях. Ohshio [1964] интерпретировал наблюдения геомагнитных эффектов солнечных вспышек в ночной полусфере протеканием туда индукционного электрического тока из освещенной ионосферы в результате быстрого роста ее проводимости. Sastri [1975] изучал геомагнитные возмущения, наблюдаемые в ночной и дневной полусферах. Сравнительный анализ показал, что возмущения геомагнитного поля в ночной полусфере характеризуются более медленным ростом и затуханием, чем в дневной полусфере.

Изучение связи Sfe с экваториальной электроструей проведено на меридиональной цепи магнитных обсерваторий в работе [Rastogi et al., 1999]. Анализировались три компоненты магнитного поля. Полученные результаты подтвердили существование зональной и меридиональной компонент ионосферных токов над экваториальными широтами на основе суточных вариаций горизонтальных компонент возмущения магнитного поля. Различные аспекты эффективности солнечных вспышек, генерирующих магнитные возмущения, обсуждаются в работе [Curto, 2020]. Рассматриваются модели глобальных явлений, необходимые для понимания солнечно-земной системы, а также временные характеристики электрических токов, производящих Sfe. Анализируется возможность оценки параметров больших вспышек, подвергающих-технологические системы опасности, используя ионосферные и магнитные данные.

Kato et al. [1959] регистрировали геомагнитные пульсации с периодами 70–100 с, связанные с Sfe

в больших вспышках. Они предположили, что гидромагнитные осцилляции, возбуждаемые увеличением излучения в атмосфере, могут быть их возможной причиной. Pintér [1968] наблюдал одновременное начало геомагнитных пульсаций Sfe, совпадающее с импульсной фазой развития рентгеновского излучения. Kuwashima and Uwai [1985] нашли связь между показателем роста Sfe и их эффективностью в возбуждении пульсаций. Пространственные особенности распределения электрических токов в ионосфере, магнитные поля которых связаны с эффектом солнечной вспышки Sfe, рассмотрены в работе [Пархомов и др., 2010]. Показано, что большие потоки рентгеновского и гамма-излучения сопровождаются глобальными Sfe. Возмущения геомагнитного поля наблюдаются как в высоких широтах, так и в ночной полусфере.

Таким образом, проводимые наблюдения и теоретические исследования показали, что ионизирующее излучение солнечных вспышек оказывает значительное влияние на состояние ионосферы. Метелкин и др. [1982] показали возможность генерации геомагнитного поля с периодами в сотни секунд акустико-гравитационной волной (АГВ), возникающей в результате импульсного нагрева нижней ионосферы ионизирующим излучением солнечных вспышек. Ниже приведен пример магнитограмм, в которых наблюдается колебательный режим возмущения геомагнитного поля во время солнечной вспышки, полученных на различных расстояниях от подсолнечной точки. Развита модель генерации АГВ импульсным воздействием ионизирующего излучения солнечной вспышки на ионосферу. Проведен расчет геомагнитных вариаций, возникающих в результате распространения АГВ в ионосфере.

2. НАБЛЮДЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим пример возмущения геомагнитного поля двумя солнечными вспышками классов X2.2 и X1.5, которые наблюдались 10.06.2014 г. Первая вспышка началась в 11:36, плотность потока излучения достигла максимума в 11:42, она закончилась в 11:44. Ее длительность составила 8 мин. Вторая вспышка возникла в 12:36, плотность потока излучения достигла максимума в 12:52, закончилась она в 13:03. Длительность этой вспышки составила 27 мин. Планетарный *Kp*-индекс в это время равнялся 2. На рис. 1 приведена зависимость плотности потока излучения от времени. Данные получены из архива NASA (<https://umbra.nascom.nasa.gov/goes/fits>). Для непосредственного доступа к первичным записям применяется специализированная библиотека программ SunPy (<https://sunpy.org/>) и разработанная программа на языке Python (<https://py->

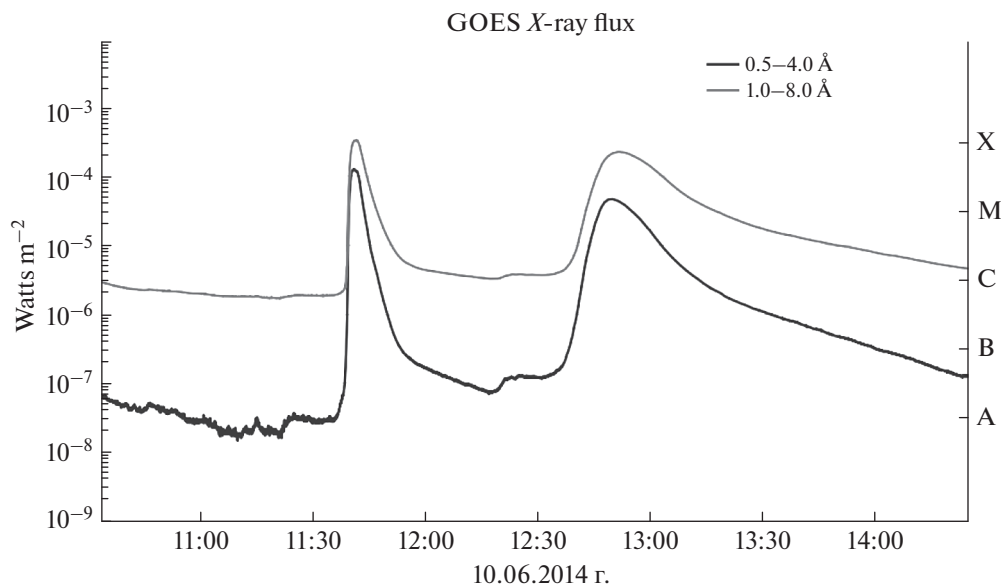


Рис. 1. Зависимость от времени потока рентгеновского излучения солнечных вспышек классов X2.2 и X1.5. Начало первой вспышки в 11:36, длительность вспышки 8 мин. Начало второй вспышки в 12:36, длительность вспышки 27 мин.

thon.org/). Верхний график соответствует потоку излучения в интервале энергий (2.48–12.4) КэВ или (0.1–0.8) нм, а нижний график соответствует потоку излучения в интервале (4.96–62.0) КэВ или (0.05–0.4) нм. Амплитуда первой вспышки составляет 2.2×10^{-4} Вт/м², а второй вспышки 1.5×10^{-4} Вт/м². Как следует из графика, плотность потока излучения уменьшается с ростом энергии излучения.

Ионизация нижней ионосферы этими импульсами излучения привела к возмущению геомагнитного поля. Проведен анализ магнитограмм, полученных на геомагнитных обсерваториях ТАМ, ЕВР, МВО, РЕГ, CLF, BDV, координаты которых и расстояния до подсолнечной точки в 12:00 приведены в табл. 1. Для анализа использовались магнитограммы, приведенные на сайте (<https://www.intermagnet.org/index-eng.php>). Для каждой вспышки на всех обсерваториях наблюдаются подобные сигналы. На рис. 2 на левой панели представлены примеры магнитограмм и динамические спектры возмущения магнитного поля, полученные на трех обсерваториях во время наблюдения первой солнечной вспышки. Графики расположены сверху вниз последовательно для станций ТАМ, МВО, РЕГ. По вертикальной оси отложена индукция геомагнитного поля в нТл, а по горизонтальной оси отложено время UT. Спектры рассчитывались с использованием программы на языке Python (<https://www.python.org/>), с использованием дополнительных библиотек для научных вычислений: Matplotlib (<https://matplotlib.org/>), NumPy (<https://numpy.org/>), SciPy

(<https://scipy.org/>). По вертикальной оси отложены частоты в интервале от 6 до 20 мГц. Справа на шкале отложена величина отношения в децибелах амплитудного значения гармоники к амплитуде максимальной гармоники в спектре. На правой панели рис. 2 приведены примеры магнитограмм и динамические спектры, полученные на тех же обсерваториях во время наблюдения второй солнечной вспышки. Графики расположены сверху вниз последовательно для станций ТАМ, МВО, РЕГ. Из графиков следует, что характер возмущения магнитного поля этими двумя вспышками различен. Колебательный характер возмущения поля первой короткой вспышкой с большей амплитудой более выражен, чем возмущения поля второй более длительной вспышкой. Для каждой вспышки магнитограммы на всех обсерваториях подобны. На магнитограммах наблюдаются колебания с периодом порядка (6–7) мин или с частотой (2.4–2.8) мГц во время обеих вспышек. Динамические спектры возмущений магнитного поля свидетельствуют о появлении колебаний как во время короткой, так и длинной вспышки. Однако, во время более длинной вспышки не наблюдается первого всплеска возмущения поля, который явно выражен во время короткой вспышки.

3. НАГРЕВ ИОНОСФЕРЫ ИМПУЛЬСОМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Поглощение импульса ионизирующего излучения солнечной вспышки приводит к дополнительной ионизации нижней ионосферы и, соот-

Таблица 1. Список пунктов наблюдения и их координат

Код IAGA	Название	Страна	Координаты	Расстояние (км)
TAM	Tamanrasset	Алжир	22.7900 N, 5.5300 E	400
EBR	Ebro	Испания	40.9570 N, 0.3330 E	1000
MBO	Mbour	Сенегал	14.3800 N, 16.9700 W	1000
PEG	Pedeli	Греция	38.1000 N, 23.9000 E	1500
CLF	Chambon-la-Forêt	France	48.0250 N, 2.2600 E	1500
BDV	Budkov	Чехия	49.0800 N, 14.0200 E	1600

Примечание. В правой колонке приведены расстояния от пункта наблюдения до подсолнечной точки.

ветственно, к возмущению ее проводимости. Это возмущение проводимости в геоэлектрическом поле сопровождается появлением импульса электрического тока, который приводит к выделению тепла и возникновению силы Ампера в нижней ионосфере. Возникновение источника тепла и силы Ампера сопровождается генерацией АГВ, которая, распространяясь в нижней ионосфере, формирует дополнительный электрический ток и магнитное поле. Рассмотрим характеристики источника АГВ в нижней ионосфере, появление которого вызвано возмущением ее проводимости. Введем декартовую систему координат с осью z , направленной вертикально вверх. Плоскость $z = 0$ совпадает с поверхностью Земли, а на высоте $z = z_1$ расположен проводящий слой ионосферы. Ось x направлена вдоль меридиана к экватору, а ось y направлена на восток. Вектор индукции геомагнитного поля $\mathbf{B}$ расположен в плоскости (x, z) под углом α к оси z , как показано на рис. 3. Возмущение магнитного поля, генерируемое АГВ, много меньше геомагнитного поля $\mathbf{b} \ll \mathbf{B}$. Вектор напряженности геоэлектрического поля $\mathbf{E}$ расположен в горизонтальной плоскости (x, y) под углом β к оси x . Как показано в Приложении 1, возмущение проводимости ионосферы мало меняет внешнее электрическое поле, поэтому ниже воспользуемся приближением, в котором ионосферное электрическое поле не испытывает возмущения и совпадает с фоновым полем.

Электрический ток плотностью $\mathbf{j}$ в движущейся со скоростью $\mathbf{V}$ проводящей ионосфере определяется из обобщенного закона Ома:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_0$ — невозмущенное электрическое поле; $\mathbf{V}_0$ — скорость ветра в ионосфере; $\mathbf{v}$ — скорость газа в АГВ; $\mathbf{B}_0$ — невозмущенное магнитное поле; $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости ионосферы. Горизонтальный масштаб возмущения проводимости ионосферы солнечной вспышкой много больше вертикального масштаба изменения проводимости. Следовательно, в уравнении непрерывности тока в ионосфере $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ будем пренебрегать гори-

зонтальными производными $\partial_{x,y} \approx 0$. Для области углов α , не слишком близких к 90° , т.е. за исключением области вблизи экватора, закон Ома (1) для горизонтальных компонент плотности тока $\mathbf{j}_\perp$ представим в виде (см. Приложение 1):

$$\mathbf{j}_\perp = \hat{\sigma}_\perp (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_\perp, \quad \mathbf{j}_\perp = \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix},$$

$$\hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_P}{\cos^2 \alpha} - \frac{\sigma_H}{\cos \alpha} & \\ \frac{\sigma_H}{\cos \alpha} & \sigma_P \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\sigma_{P,H}$ — проводимости ионосферы Педерсена и Холла соответственно. Ионизация ионосферы импульсным потоком излучения солнечной вспышки приводит к возмущению концентрации электронов $n(z, t) = n_0(z) + n_1(z, t)$, где $n_0(z)$ — невозмущенное высотное распределение концентрации электронов; $n_1(z, t)$ — его возмущение солнечной вспышкой. Соответственно, компоненты тензора проводимости ионосферы можно представить в виде:

$$\sigma_P(z, t) = \sigma_{P0}(z) + \sigma_{P1}(z, t),$$

$$\sigma_H(z, t) = \sigma_{H0}(z) + \sigma_{H1}(z, t), \quad (3)$$

где $\sigma_{P0}(z)$, $\sigma_{H0}(z)$ — невозмущенное высотное распределение компонент тензора проводимости; $\sigma_{P1}(z, t)$, $\sigma_{H1}(z, t)$ — его возмущение солнечной вспышкой. Будем полагать, что возмущение проводимости определяется, в основном, изменением концентрации электронов:

$$\sigma_{P1}(z, t) = \sigma_{P0}(z) \frac{n_1(z, t)}{n_0(z)},$$

$$\sigma_{H1}(z, t) = \sigma_{H0}(z) \frac{n_1(z, t)}{n_0(z)}. \quad (4)$$

Для расчетов будем использовать высотное распределение концентрации электронов $n_0(z)$, которое приведено на сайте (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri_vitmo.html), и высотные распределения компонент тензора проводимости $\sigma_{P0}(z)$,

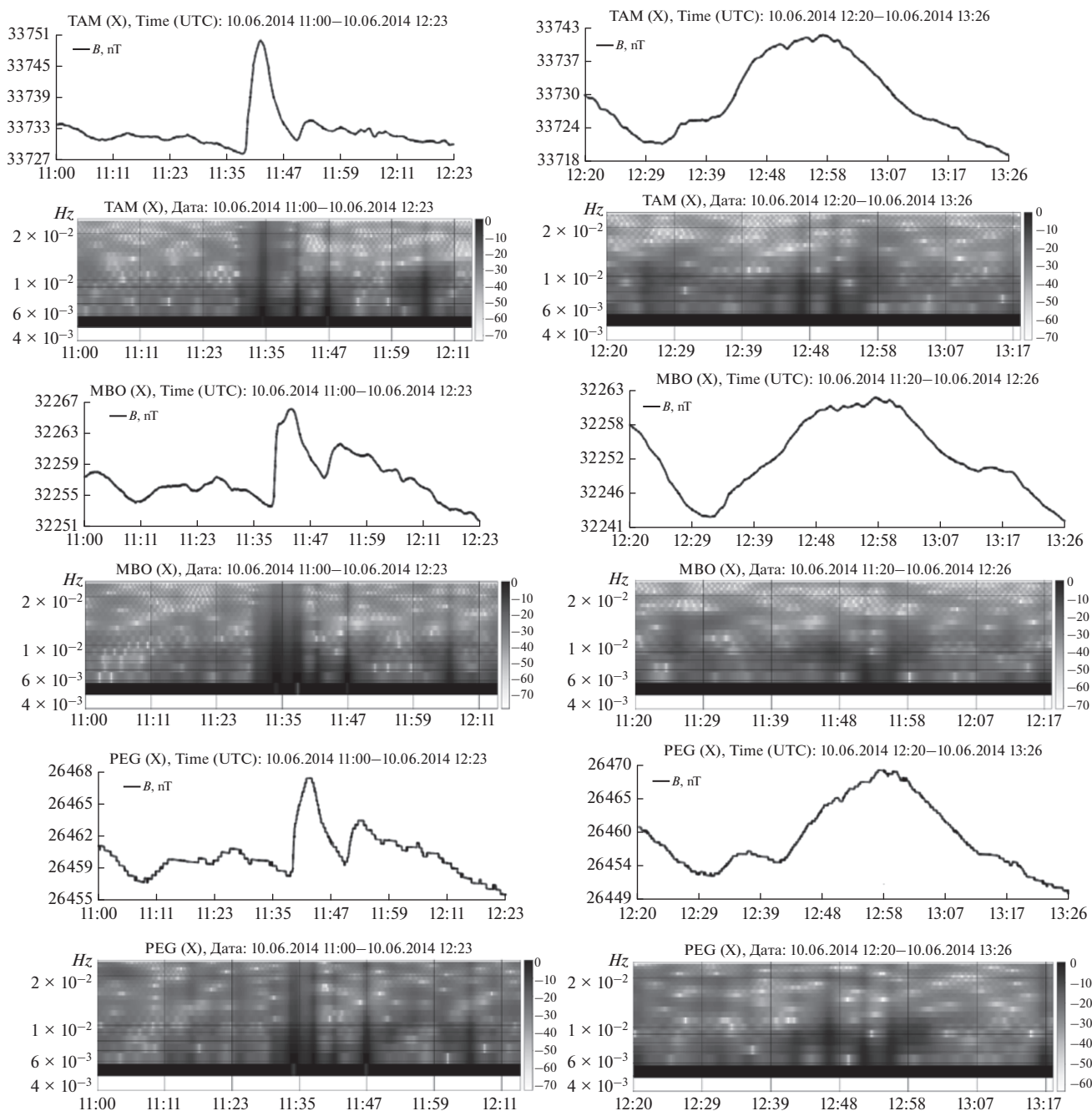


Рис. 2. Примеры магнитограмм, полученных на станциях (сверху вниз) ТАМ, МВО, РЕГ, и динамических спектров во время первой вспышки с 11:20 до 12:19 (левая панель) и второй вспышки с 12:20 до 14:19 (правая панель), которые произошли 10.06.2014 г.

$\sigma_{H0}(z)$, которые приведены на сайте (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/sigcal/index.html>).

Концентрация электронов определяется из уравнения ионизационно-рекомбинационного баланса:

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = q(z, t) - \alpha(z)n^2(z, t),$$

где $q(z, t) = q_0(z) + q_1(z, t)$ — скорость образования ионов; $\alpha(z)$ — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Представим все величины суммой их невозмущенных значений и возмущений, вызванных импульсом ионизирующего излучения солнечной вспышки $q_1(z, t)$. Получим уравнение возмущения электронной концентрации:

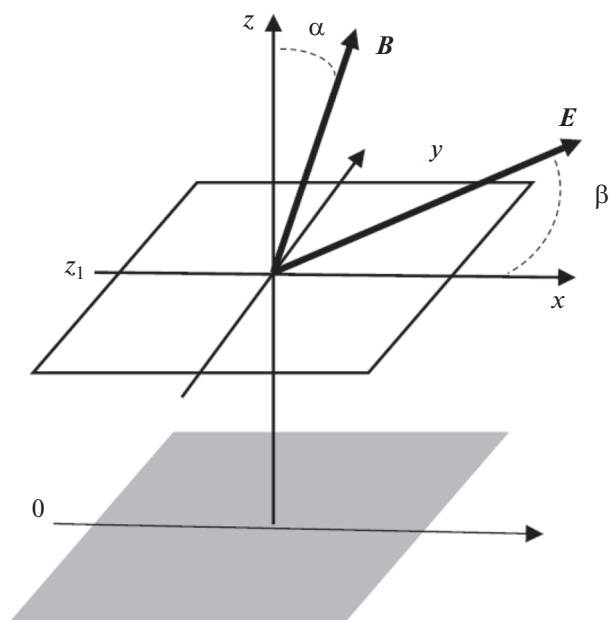


Рис. 3. Локальная система координат.

$$\frac{\partial n_1(z, t)}{\partial t} = q_1(z, t) - \alpha(z) \left[2n_0(z) n_1(z, t) + n_1^2(z, t) \right], \quad (5)$$

$$n_0(z) = \sqrt{q_0(z)/\alpha(z)}.$$

Будем полагать, что максимум спектра излучения соответствует энергии излучения, поглощающегося в нижней ионосфере. Для монохроматического ионизирующего излучения с частотой, соответствующей энергии максимума энергетического спектра, скорость образования ионов определяется формулой Чепмена [Ratcliffe, 1972]:

$$q_1(z, t) = q_m(t) \exp \left[-\frac{z - z_m}{H} - \sec \chi \exp \left(-\frac{z - z_m}{H} \right) \right], \quad (6)$$

$$q_m(t) = \frac{CW(t)}{H},$$

где H — высота однородной атмосферы; $W(t)$ — поток энергии вспышки в единицу времени; z_m — высота максимального поглощения излучения; χ — зенитный угол Солнца; $C = 1.89 \times 10^{17} \text{ Дж}^{-1}$ [Ришбет и Гарриот, 1975]. Возмущения электронной концентрации рассчитаны с помощью численного решения уравнений (5) и (6). Использована зависимость потока энергии от времени $W(t)$ для обеих вспышек согласно спутниковым данным наблюдений, приведенным на рис. 1. Для решения выбраны следующие параметры: $\alpha = 10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [Антонова и др., 1996], $\chi = 5.3^\circ$, высота максимума слоя Чепмена $z_m = 120 \text{ км}$. На рис. 4 приведены графики высотной зависи-

мости концентрации электронов, изменившейся под действием первой и второй вспышек в различные моменты времени. Из графиков следует, что характер высотной зависимости электронной концентрации в обоих случаях сходный, характерная длительность возмущения составляет $\sim 500 \text{ с}$ для первой короткой и 3000 с для второй длинной вспышки. Уравнения (5) и (6) позволяют найти возмущения проводимости ионосферы (4), возникающие в результате импульсного воздействия ионизирующего излучения солнечной вспышки. Характерное время рекомбинации для вспышек составляет $1/\alpha n_{e0}(z_m) \sim 100 \text{ с}$.

Изменение проводимости (3) ионосферы во внешнем геоэлектрическом поле $\mathbf{E}$ приводит к возмущению электрического тока, выделению тепла, возникновению силы Ампера и генерации АГВ. Количество тепла в единице объема и в единицу времени Q , выделяющегося в ионосфере в результате возмущения тока, определяется по формуле [Lu et al., 1995; Vasyliūnas, 2005]:

$$Q = \mathbf{j}_\perp \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_\perp.$$

Воспользовавшись законом Ома (2), получим:

$$Q = (\sigma_{p0} + \sigma_{p1}) \left[\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + (E_y + v B \sin \alpha)^2 \right].$$

Количество тепла, выделяющегося в ионосфере в невозмущенном состоянии равно:

$$Q_0 = \sigma_{p0} \left[\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + E_y^2 \right].$$

Дополнительный источник тепла $Q_1 = Q - Q_0$, возникающий в результате возмущения проводимости и электрического тока в ионосфере, определяется равенством

$$Q_1 = \sigma_{p1} \left[\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + (E_y + v B \sin \alpha)^2 \right] + \sigma_{p0} \left[(E_y + v B \sin \alpha)^2 - E_y^2 \right].$$

Полагая, что скорость газа в АГВ много меньше скорости ветра в ионосфере $v \ll V_0$, получим:

$$Q_1 = \sigma_{p1} \left(\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + E_y^2 \right) = \sigma_{p1} E^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right). \quad (7)$$

Равенство (7) позволяет рассчитать объемную плотность мощности источника тепла в проводящем слое ионосферы, возникающем в результате поглощения в ней излучения солнечной вспышки. Сравним поток тепловой энергии W_T , выделившийся в ионосфере, с потоком поглощенной энергии излучения. Из равенства (7) получим:

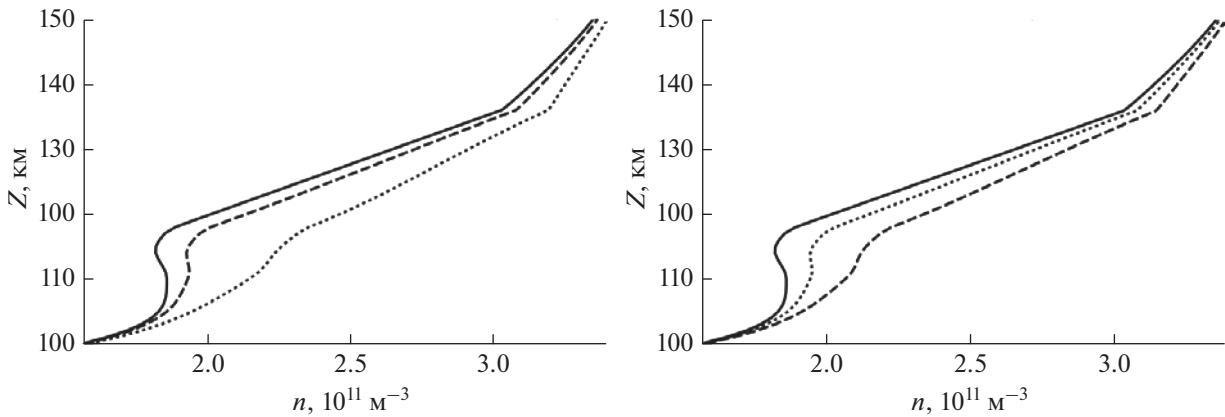


Рис. 4. Изменение концентрации электронов в ионосфере под действием ионизирующего излучения солнечной вспышки. Левая панель — первая вспышка, правая панель — вторая вспышка. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют моментам времени $t = 0$ (невозмущенная концентрация электронов), $t = 50$ с, $t = 200$ с.

$$W_T = \int_0^\infty Q_1(z) dz \approx \approx \Sigma_{p0} E^2 \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right) \approx \Sigma_{p0} E^2 \frac{n_1}{n_0}. \quad (8)$$

В случае, когда длительность вспышки τ много меньше времени релаксации электронов $\tau \ll 1/\alpha n_0$, максимальное возмущение их концентрации n_1 определяется из решения уравнения (5), которое имеет вид:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{2q_m \tau \exp(-2\alpha n_0 t)}{2n_0 + q_m \tau [1 - \exp(-2\alpha n_0 t)]}.$$

При $t = 0$ возмущение концентрации электронов максимально:

$$n_1/n_0 \approx q_m \tau / n_0 \sim C W \tau / H n_0.$$

Воспользовавшись равенствами (6) и (8), получим:

$$\frac{W_T}{W} \sim \Sigma_{p0} E^2 \frac{C \tau}{n_0 H}. \quad (9)$$

Для оценки примем следующие значения величин: $\Sigma_{p0} = 10$ См, $E = 3 \times 10^{-3}$ В/м, $n_0 = 10^{11}$ 1/м³, $C = 1.89 \times 10^{17}$ 1/Дж, $\tau = 3 \times 10^2$ с, $H = 10^4$ м. Подставляя эти значения в формулу (9), получим $W_T/W \approx 6$. В случае, когда длительность вспышки τ много больше времени релаксации электронов $\tau \gg 1/\alpha n_0$, максимальное возмущение их концентрации n_1 определяется из условия $dn_1/dt = 0$ в уравнении (5). Получим:

$$\frac{n_1}{n_0} \approx \sqrt{1 + \left(\frac{q_m}{\alpha n_0} \right)^2} - 1 \sim \frac{C W}{\alpha H n_0^2}.$$

Воспользовавшись равенствами (6) и (8), получим:

$$\frac{W_T}{W} \sim \Sigma_{p0} E^2 \frac{C}{\alpha n_0^2 H}. \quad (10)$$

Подставляя в формулу (10) соответствующие значения величин, получим $W_T/W \sim (2-6)$. Из формул (9) и (10) следует, что плотность потока выделившейся тепловой энергии в нижней ионосфере превышает плотность потока энергии солнечной вспышки, поглощенной в нижней ионосфере. Реализация триггерного механизма генерации геомагнитных возмущений осуществляется за счет энергии внешнего источника геоэлектрического поля.

4. ГЕНЕРАЦИЯ АГВ ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ В ИОНОСФЕРЕ

Пространственно-временное распределение вертикальной компоненты скорости $v_z \equiv v$ в АГВ, генерируемой нестационарным возмущением проводимости ионосферы $\hat{\sigma}_{\perp}(z, t)$, $\hat{\sigma}_{\perp}(z, t) = \hat{\sigma}_{\perp 0}(z) + \hat{\sigma}_{\perp 1}(z, t)$ и распространяющейся вдоль оси z , получим из системы уравнений движения, непрерывности и энергетического баланса в адиабатическом приближении [Григорьев, 1999]:

$$\rho \frac{dv}{dt} + \nabla p - \rho g = \mathbf{f}, \quad \frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \frac{dp}{dt} - a^2 \frac{d\rho}{dt} = (\gamma - 1) Q,$$

где $\mathbf{f}$ — объемная плотность действующей на газ силы (Н/м³); Q — объемная плотность мощности источника тепла (Вт/м³); ρ — плотность газа; p — давление газа; $\mathbf{v}$ — скорость газа; $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$, $a^2 = \gamma p/\rho$ — квадрат адиабатической скорости звука; $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты; $\mathbf{g}$ — ускорение свободного падения. Пред-

полагая, что отклонение параметров среды от их равновесных значений мало, все величины зависят только от переменных z, t , эту систему запишем в линейном приближении по возмущениям:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g + f_1, \\ \frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{dp_0(z)}{dz} v + \rho_0(z) \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{dp_0(z)}{dz} v - a^2 \left(\frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{dp_0(z)}{dz} v \right) &= (\gamma - 1) Q_1, \\ f &= (\mathbf{j}_{\perp 1} \times \mathbf{B})_z = -j_{y1} B \sin \alpha. \end{aligned} \quad (11)$$

В системе уравнений (11) обозначено: $\rho_{0,1}, p_{0,1}$ — фоновые значения плотности и давления воздуха и их возмущения; Q_1 — дополнительная плотность мощности источника (7), выделившаяся в результате возмущения проводимости ионосферы; f_1 — дополнительная плотность силы Ампера, возникающая в результате возмущения электрического тока в проводящем слое ионосферы. Выражение для f_1 получаем из равенства (2):

$$f_1 = -B \sin \alpha \times \left[\frac{\sigma_{H1}}{\cos \alpha} E_x + \sigma_{p1} (E_y + v B \sin \alpha) + \sigma_{p0} v B \sin \alpha \right].$$

Полагая, что скорость газа в АГВ много меньше скорости ветра в ионосфере $v \ll V_0$, получим:

$$f_1 = -BE \sin \alpha \left(\frac{\sigma_{H1}}{\cos \alpha} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \sigma_{p1} \sin \beta \right). \quad (12)$$

Равенство (12) определяет плотность силы Ампера, действующей на ионосферу в результате возмущения ее проводимости и электрического тока. На рис. 5 приведены результаты расчета высотного распределения объемной плотности мощности источника тепла $Q_1(z)$, рассчитанного по формуле (7), и мощности силы Ампера $Q_1(z) = |f_1(z)| E/B$, рассчитанного по формуле (12) для обеих вспышек. Выбраны значения: $\alpha = 67^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $E = 5.66$ мВ/м, $B = 3.6 \times 10^{-5}$ нТл. Из графиков следует, что источники генерации АГВ расположены на высотах 110–120 км. Их амплитуда достигает величины $(6-7) \times 10^{-9}$ Вт/м³.

Из системы (11) получим волновое уравнение, определяющее скорость газа v в изотермической атмосфере:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{F}{a^2 \rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{H}\right), \\ F &= (\gamma - 1) \frac{\partial Q_1}{\partial z} + \frac{\partial f_1}{\partial t}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $H = a^2/\gamma g$ — высота однородной атмосферы. Из равенств (7) и (12) получим выражение для функции F :

$$F = (\gamma - 1) E^2 \frac{\partial \sigma_{p1}}{\partial z} \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right) - \left(\frac{\partial \sigma_{H1}}{\partial t} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \frac{\partial \sigma_{p1}}{\partial t} \sin \beta \right) BE \sin \alpha. \quad (14)$$

Равенство (14) описывает источник, генерирующий АГВ в нижней ионосфере. Первое слагаемое соответствует импульсному нагреву, а второе слагаемое соответствует действующей силе Ампера. Оценим их соотношение. Величина первого слагаемого $\sigma E^2/H$, величина второго слагаемого $\sigma EB/\tau$, где H — вертикальный масштаб изменения проводимости, а τ — период изменения поля. Полагая $E \sim 10^{-3}$ В/м, $B \sim 5 \times 10^{-5}$ Тл, $H \sim 10^4$ м, $\tau \sim 4 \times 10^2$ с получим, что величины слагаемых $E\tau/BH \sim 1$ одного порядка, что соответствует результатам расчета, приведенным на рис. 5.

Проведя в равенстве (13) замену переменных $v = u \exp(z/2H)$, получим уравнение для u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{1}{4H^2} u = \frac{F}{a^2 \rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{2H}\right). \quad (15)$$

Источник F , генерирующий АГВ, определяется по формуле (14).

Выберем начало координат $z = 0$ на поверхности Земли. Уравнение (15) следует решать с граничным условием $u(0, t) = 0$. Так как $z \rightarrow -\infty$ амплитуда скорости v в АГВ экспоненциально убывает, то будем пренебрегать ее отражением от поверхности Земли и, следовательно, для решения уравнения (15) воспользуемся граничными условиями $u(\pm\infty, t) = 0$. Решение уравнения получено методом функций Грина (см. Приложение 2) для изотермической атмосферы без вязкости. Вертикальная компонента скорости v газа в АГВ, генерируемой возмущением ионосферной проводимости Педерсена $\sigma_{p1}(z, t)$, определяется формулами:

$$\begin{aligned} v(z, t) &= -\frac{\exp(z/2H)}{a\rho_0(0)} \times \\ &\times \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') \exp(z'/2H) F(z', t'), \\ G(z, t) &= J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a), \end{aligned} \quad (16)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя; $\eta(x)$ — функция Хэвисайда; H — высота однородной атмосферы; $\omega_a = a/2H$; $\rho_0(0)$ — плотность воздуха на поверх-

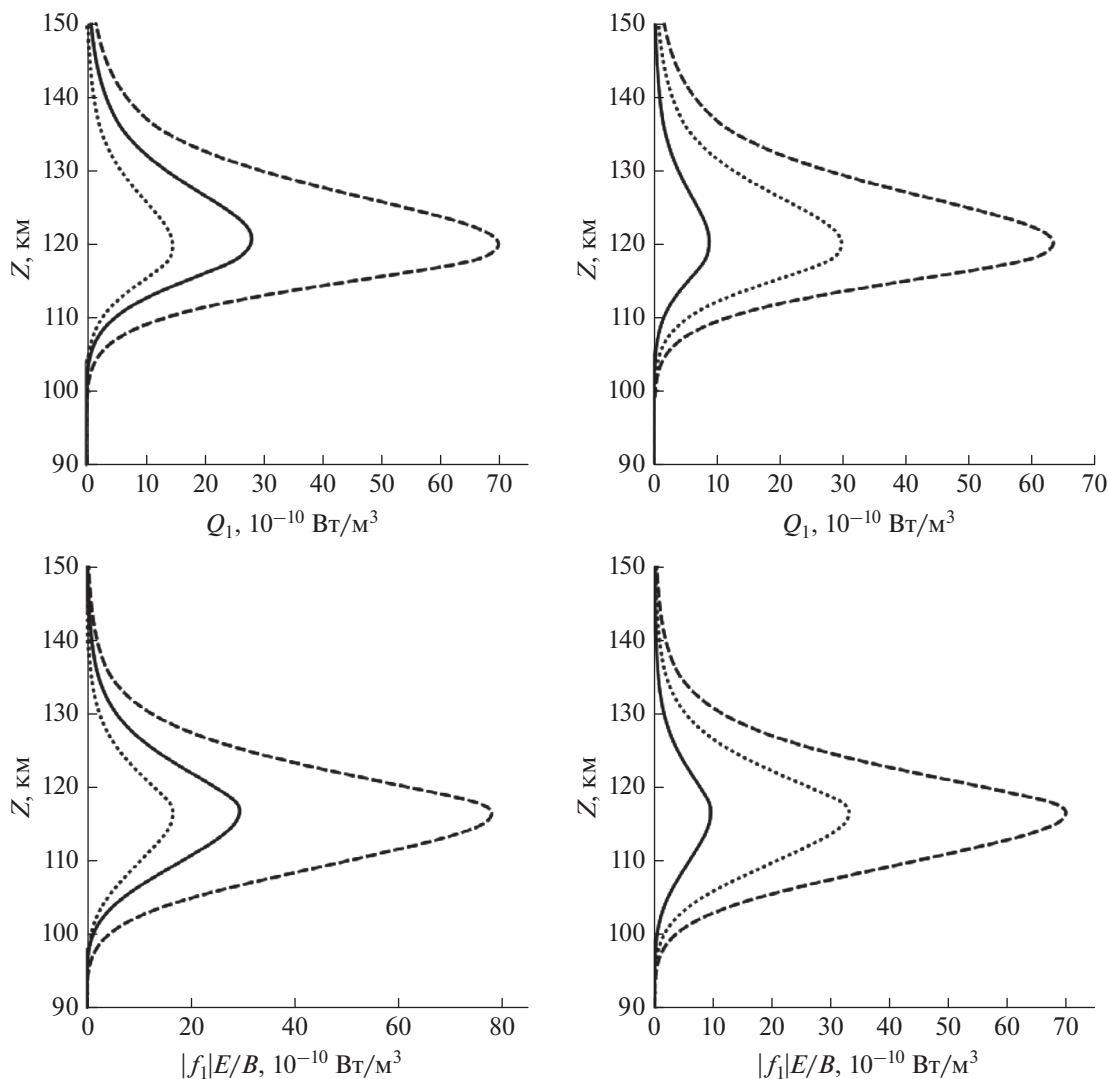


Рис. 5. Высотная зависимость объемной плотности мощности источника тепла и силы Ампера, возникающего в результате поглощения излучения солнечной вспышки. Левая панель — первая вспышка, правая панель — вторая вспышка. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют моментам времени $t = 50$ с, $t = 200$ с, $t = 400$ с.

ности Земли, функция F определяется формулой (14).

5. УРАВНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Геомагнитное поле $\mathbf{B}$ определяется из уравнения Максвелла, в котором пренебрегается током смещения:

$$\nabla \times \mathbf{B}_\perp = \mu_0 \hat{\sigma}_\perp (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Подставляя в это равенство $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$, $\hat{\sigma}_\perp = \hat{\sigma}_{\perp 0} + \hat{\sigma}_{\perp 1}$ и полагая, что невозмущенное значение магнитного поля удовлетворяет равенству $\nabla \times \mathbf{B}_0 = \mu_0 \hat{\sigma}_{\perp 0} \mathbf{E}$, для возмущения магнитного поля $\mathbf{b}$ получим уравнение:

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \hat{\sigma}_{\perp 1} \mathbf{E} + \mu_0 (\hat{\sigma}_{\perp 0} + \hat{\sigma}_{\perp 1}) \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0.$$

Компоненты этого равенства имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{db_x}{dz} &= \mu_0 \left(\sigma_{H1} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \sigma_{P1} \sin \beta \right) E + \\ &\quad + \mu_0 (\sigma_{P0} + \sigma_{P1}) v B \sin \alpha, \\ \frac{db_y}{dz} &= -\mu_0 \left(\sigma_{P1} \frac{\cos \beta}{\cos^2 \alpha} - \sigma_{H1} \frac{\sin \beta}{\cos \alpha} \right) E + \\ &\quad + \mu_0 (\sigma_{H0} + \sigma_{H1}) v B \tan \alpha. \end{aligned} \quad (17)$$

Рассмотрим влияние проводимости Земли на характеристики возмущения магнитного поля. Полагаем, что проводимость σ ионосферы сосредоточена в тонком слое на высоте $z = z_1$. Электрический ток плотностью j протекает вдоль оси y и

изменяется по гармоническому закону $\exp(-i\omega t)$. Из уравнений Максвелла следует уравнение для электрического поля:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + i\omega\mu_0\sigma E_y = -i\omega\mu_0 j.$$

Интегрируя это уравнение по z , получим граничное условие для тонкого проводящего слоя ионосферы:

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\} + i\omega\mu_0\Sigma E_y = -i\omega\mu_0 J, \quad \{E_y\} = 0, \quad z = z_1,$$

где Σ — интегральная проводимость; J — поверхностная плотность тока; фигурными скобками $\{ \}$ обозначен скачок величины. В слое Земля—ионосфера электрическое поле удовлетворяет уравнению $d^2 E_y/dz^2 = 0$, которое имеет решение $E_y = E_0 + E_1(z/z_1)$. Граничное условие для касательной компоненты электрического поля на поверхности Земли имеет вид

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\} = \{E_y\} = 0, \quad z = 0.$$

Электрическое поле в земле с проводимостью σ_g удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + i\omega\mu_0\sigma_g E_y = 0, \quad z < 0,$$

решение которого при $z < 0$ имеет вид $E_y = E_0 \exp(\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g}z)$. Воспользовавшись граничными условиями и уравнением Максвелла, получим возмущение магнитного поля на поверхности проводящей Земли в виде

$$b_x = -\frac{1}{i\omega} \frac{dE_y}{dz} = \frac{\mu_0 J}{1 + \varepsilon},$$

$$\varepsilon = \frac{i\omega\mu_0\Sigma}{\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g}} \left(1 + z_1 \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g} \right).$$

Параметр ε определяет влияние проводимости земли на величину возмущения магнитного поля на ее поверхности. Для оценки ε примем значения величин: $\omega \sim 0.01 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_g \sim 10^{-3} \text{ См/м}$, $\Sigma \sim 10 \text{ См}$, $z_1 \sim 100 \text{ км}$. Получим, что $\varepsilon \sim 0.02 \ll 1$. Следовательно, проводимость земли при $z < 0$ мало влияет на возмущение магнитного поля при $z = 0$, которое формируется электрическим током в ионосфере. Компоненты возмущения определяются формулами (17).

Интегрируя по z равенства (17) с граничным условием $\mathbf{b}(\infty) = 0$, получим компоненты возмущения магнитного поля на поверхности Земли в виде:

$$b_x(t) = -\mu_0 \left[\Sigma_{H1}(t) \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \Sigma_{P1}(t) \sin \beta \right] E -$$

$$- \mu_0 B \sin \alpha \int_0^\infty \sigma_P(z, t) v(z, t) dz,$$

$$b_y(t) = \mu_0 \left[\Sigma_{P1}(t) \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} - \Sigma_{H1}(t) \sin \beta \right] \frac{E}{\cos \alpha} -$$

$$- \mu_0 B \tan \alpha \int_0^\infty \sigma_H(z, t) v(z, t) dz,$$

$$\Sigma_{P1, H1}(t) = \int_0^\infty \sigma_{P1, H1}(z, t) dz,$$

$$\sigma_{P, H}(z, t) = \sigma_{P0, H0}(z) + \sigma_{P1, H1}(z, t).$$
(18)

Первые слагаемые в равенствах (18) описывают изменение геомагнитного поля, которое повторяет зависимость излучения вспышки от времени. Интегралы в этих равенствах описывают колебания магнитного поля, генерируемые распространением АГВ в нижней ионосфере. Ниже приведены результаты расчета по формуле (18) возмущения магнитного поля на геомагнитной станции ТАМ, расположенной на расстоянии $\sim 400 \text{ км}$ от подсолнечной точки для первой вспышки. Для этого проведен расчет временной зависимости интегральной проводимости в равенстве (4) с использованием решения уравнения (5) для возмущения концентрации электронов под действием источника со скоростью ионизации (6), приведенные на рис. 4. Скорость газа АГВ в интегралах (18) получена из решения уравнения (15). Результаты расчета возмущения магнитного поля во время первой вспышки приведены на рис. 6. Для расчета выбраны следующие значения компонент фонового электрического поля $E_{x0} = E_{y0} = 4 \text{ мВ/м}$, наклонение геомагнитного поля $\alpha = 23^\circ$. Расчеты показали, что вслед за первым всплеском излучения вспышки наблюдаются колебания магнитного поля с периодом $\sim 400 \text{ с}$. Характер рассчитанной зависимости магнитного поля от времени согласуется с результатами наблюдения. На рис. 7 приведены результаты расчета колебаний магнитного поля, генерируемых АГВ первой и второй вспышкой. Эти колебания описывают интегралы в формулах (18). На левой панели приведены результаты расчета колебаний магнитного поля, возникающих под действием АГВ, генерируемых излучением первой вспышки с коротким фронтом нарастания потока излучения $\sim 100 \text{ с}$. На правой панели приведены результаты расчета колебаний магнитного поля под действием АГВ, генерируемых излучением второй более длинной вспышки с фронтом нарастания потока излучения $\sim 700 \text{ с}$. Расчеты показали, что первая вспышка сопровождается колебательным режимом возмущения. Вторая

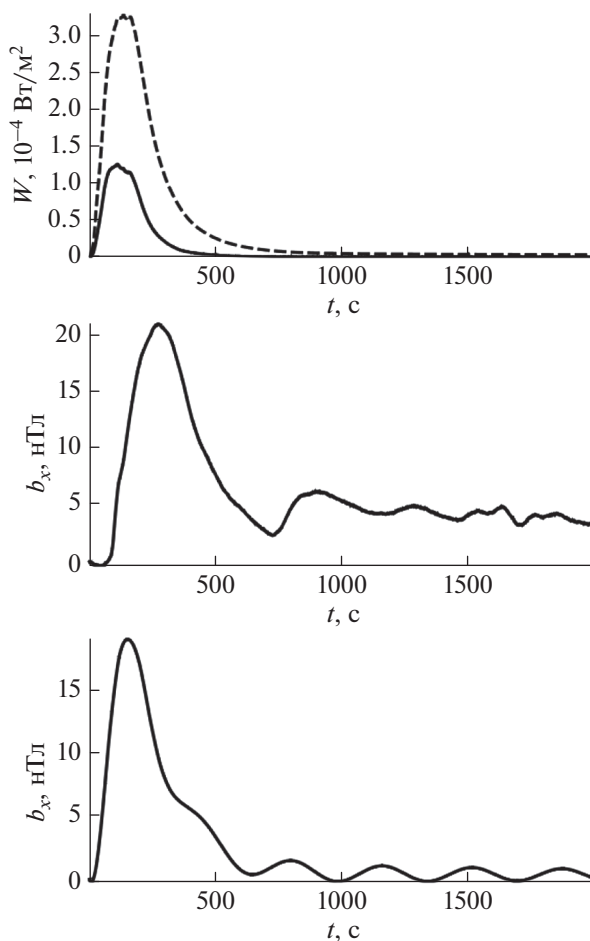


Рис. 6. Результаты расчета геомагнитного возмущения, генерируемого поглощением излучения первой солнечной вспышки. Верхняя панель — поток излучения, средняя панель — магнитограмма, нижняя панель — результаты расчета.

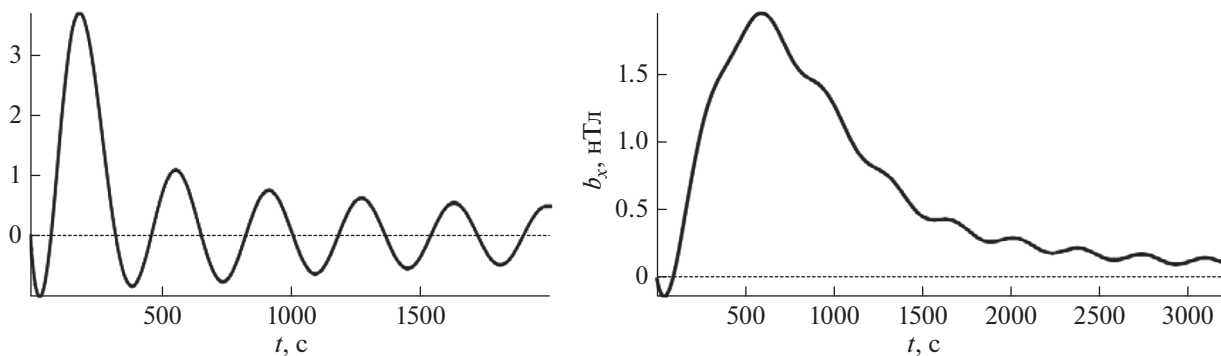


Рис. 7. Зависимость от времени амплитуды геомагнитных возмущений, генерируемых импульсом АГВ, возникающим в результате поглощения излучения солнечных вспышек. Левая панель — первая вспышка, правая панель — вторая вспышка.

вспышка сопровождается колебаниями значительно меньшей амплитуды. Длительность второй вспышки превышает длительность первой вспышки в 3–4 раза. Изменение характера колебаний магнитного поля в зависимости от дли-

тельности вспышки промоделировано на примере зависимости плотности потока энергии излучения от времени, выбранной в виде

$$W(t) = 4W_m \exp(-\ln 2t/t_m)[1 - \exp(-\ln 2t/t_m)],$$

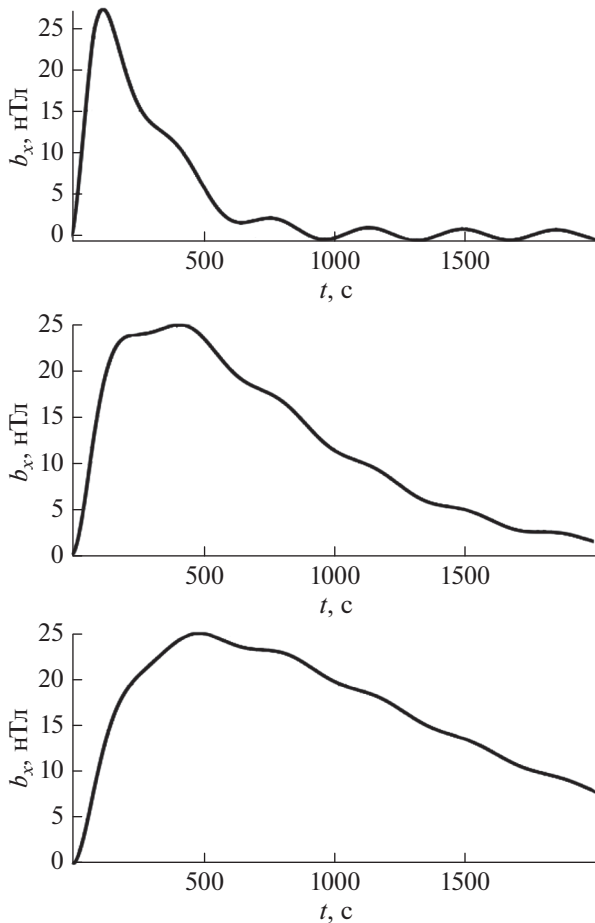


Рис. 8. Моделирование зависимости формы возмущения магнитного поля от длительности потока излучения солнечной вспышки.

где W_m — максимум плотности потока излучения, который достигается в момент времени $t = t_m$. Для расчета выбрано значение $W_m = 5 \times 10^{-4}$ Вт/м². На рис. 8 приведены графики зависимости амплитуды возмущения магнитного поля от времени, меняющиеся с увеличением длительности вспышки. На верхнем графике выбрана длительность вспышки, соответствующая $t_m = 100$ с, на среднем графике $t_m = 300$ с, на нижнем графике $t_m = 500$ с. Из расчетов следует, что с увеличением длительности вспышки амплитуда колебаний магнитного поля убывает. Наиболее интенсивные колебания возникают в случае, когда длительность действия источника порядка периода собственных колебаний атмосферы в гравитационном поле, которые характеризуются частотой Брента–Вайсяля $\omega_g = \sqrt{(\gamma - 1)g/\gamma H}$, где γ — показатель адиабаты; g — ускорение свободного падения; H — высота однородной атмосферы. Для

изотермической атмосферы $\omega_g \approx 2 \times 10^{-2}$ 1/с, что соответствует периоду 314 с. Такая ситуация реализуется во время первой вспышки. Амплитуда колебаний уменьшается с увеличением длительности источника АГВ по сравнению с периодом их собственных колебаний, что и наблюдается во время второй вспышки.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ магнитограмм и их динамических спектров показал, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек классов X2.2 и X1.5 сопровождается колебаниями магнитного поля с периодами порядка (5–10) мин. На примере двух вспышек с различной длительностью показано, что чем короче вспышка, тем сильнее выражен колебательный характер возмущения. Для объяснения природы колебаний развита модель их формирования АГВ, возникающими в результате поглощения ионизирующего излучения солнечных вспышек в нижней ионосфере. Показано, что ионизация ионосферы в проводящей области изменяет в ней электрический ток. Это приводит к выделению тепла и появлению силы Ампера, генерирующих АГВ в результате триггерного механизма. Выделяющаяся энергия в нижней ионосфере, необходимая для генерации АГВ, значительно превышает поглощенную энергию излучения солнечной вспышки. Энергия излучения солнечной вспышки является триггером для выделения энергии электрического тока, протекающего в ионосфере. Распространение импульса АГВ в ионосфере формирует колебания геомагнитного поля с периодами 5–10 мин. Наблюдаемое возмущение геомагнитного поля содержит квазистатическую составляющую, которая повторяет зависимость излучения вспышки от времени, и колебательную составляющую, которая связана с генерацией АГВ в нижней ионосфере. Величина их периодов совпадает с периодами собственных колебаний атмосферы в гравитационном поле, характеризующихся частотой Брента–Вайсяля. Расчеты показали, что амплитуда колебаний убывает с ростом длительности импульса излучения. Эффективность их генерации возрастает в случае, когда длительность действия источника порядка периода собственных колебаний АГВ. Следует отметить, что импульсное изменение тока в ионосфере может генерировать колебания магнитосферного резонатора, однако периоды этих колебаний значительно короче тех, которые рассмотрены в работе. Результаты расчетов, проведенных в рамках рассмотренной модели, согласуются с наблюдениями колебаний магнитного поля во время солнечных вспышек.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Электрическое и геомагнитное поля в движущейся со скоростью $\mathbf{V}$ проводящей ионосфере, определяются из уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \hat{\sigma}(\mathbf{E} + \mathbf{E}_d) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

где $\mathbf{E}_d = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ — постоянное электрическое динамо-поле. При отсутствии нестационарных возмущений постоянное и потенциальное электрическое поле $\mathbf{E}_0$ удовлетворяет уравнениям:

$$\nabla \cdot \hat{\sigma}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_0 = 0.$$

Нестационарное возмущение проводимости генерирует дополнительное электрическое поле $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E} - \mathbf{E}_0$, которое в квазистационарном приближении удовлетворяет уравнению

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\sigma} \mathbf{E}_1) = -\mu_0 \left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d).$$

После окончания переходного процесса, вызванного нестационарным возмущением проводимости $\partial/\partial t = 0$, получаем равенство $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) = 0$. Возмущение электрического поля на бесконечности равно нулю, следовательно имеем $\mathbf{E}_1 = 0$. Таким образом, для медленных процессов можно полагать, что геоэлектрическое поле совпадает с полем в невозмущенном состоянии $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$. Характерная длительность переходного процесса равна $\tau = \mu_0 \sigma L^2$, где L — характерный пространственный масштаб процесса. Полагая $\sigma \sim 10^{-4}$ С/м, $L \sim 10^5$ м, получим $\tau \sim 1$ с. Так как в данной работе рассматриваются процессы с характерными временами более 100 с, то будем использовать приближение $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$.

Закон Ома в ионосфере имеет вид: $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}$. Тензор проводимости ионосферы $\hat{\sigma}$ в принятой системе координат определяется матрицей:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_l \sin^2 \alpha + \sigma_p \cos^2 \alpha & -\sigma_H \cos \alpha & -(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha \\ \sigma_H \cos \alpha & \sigma_p & \sigma_H \sin \alpha \\ -(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha & -\sigma_H \sin \alpha & \sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha \end{pmatrix},$$

где $\sigma_{l,p,H}$ — продольная проводимость и проводимости Педерсена и Холла соответственно.

Примем горизонтально-однородное приближение (в котором $\partial_{x,y} \approx 0$), справедливое вследствие больших горизонтальных масштабов возмущений ионосферы, генерируемых солнечными вспышками. В этом приближении уравнение непрерывности тока $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ имеет вид $dj_z/dz = 0$, $j_z = \text{const}(z)$. Так как на нижней границе ионосферы $j_z = 0$, то в ионосфере $j_z = 0$. Данное условие в законе Ома определяет связь между вертикальной и горизонтальными компонентами электрического поля:

$$E_z = -\frac{(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha E_x - \sigma_H \sin \alpha E_y}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}.$$

Подставляя это равенство в закон Ома для горизонтальных компонент вектора плотности тока, получим:

$$\mathbf{j}_\perp = \hat{\sigma}_\perp \mathbf{E}_\perp, \quad \hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix},$$

где компоненты тензора $\hat{\sigma}_\perp$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_p \sigma_l}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}, \\ \sigma_{xy} &= -\frac{\sigma_H \sigma_l \cos \alpha}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}, \\ \sigma_{yx} &= -\sigma_{xy}, \quad \sigma_{yy} = \sigma_p + \frac{\sigma_H^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}. \end{aligned}$$

В ионосфере на высотах $z > 80$ km выполняется условие $\sigma_l \gg \sigma_{p,H}$. Следовательно, для углов α , не слишком близких к 90° , т.е. за исключением области вблизи экватора, тензор проводимости $\hat{\sigma}_\perp$ имеет вид:

$$\hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_p}{\cos^2 \alpha} & -\frac{\sigma_H}{\cos \alpha} \\ \frac{\sigma_H}{\cos \alpha} & \sigma_p \end{pmatrix}.$$

Следует отметить, что неравенство $\sigma_l \gg \sigma_{p,H}$ приводит к условию обращения в нуль продольной компоненты электрического поля $E_\parallel = E_x \sin \alpha + E_z \cos \alpha = 0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Уравнение (15) будем решать методом функций Грина. Функцию $u(z, t)$ представим в виде свертки функции Грина и источника:

$$u(z, t) = - \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') U(z', t').$$

Под интегралом обозначена функция:

$$U(z, t) = \frac{1}{a\rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{2H}\right) F(z, t).$$

Функция Грина $G(z, t)$ определяется из уравнения

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \frac{1}{4H^2} G = -\frac{1}{a} \delta(z) \delta(t),$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Для решения этого уравнения применим к нему преобразование Лапласа по времени:

$$\tilde{G}(z, s) = \int_0^{\infty} G(z, t) \exp(-st) dt.$$

Воспользовавшись начальными условиями для функции Грина:

$$G(z, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial G}{\partial t} \right|_{t=0} = a\delta(z),$$

получим уравнение для образа Лапласа функции Грина:

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{dz^2} - \frac{1}{a^2} (s^2 + \omega_a^2) \tilde{G} = -\frac{2}{a} \delta(z), \quad \omega_a = a/2H.$$

Из этого уравнения следуют граничные условия:

$$\left\{ \tilde{G} \right\}_{z=0} = 0, \quad \left\{ \frac{d\tilde{G}}{dz} \right\}_{z=0} = -\frac{2}{a},$$

где фигурными скобками обозначен скачок соответствующей величины при $z = 0$. Воспользовавшись граничными условиями, получим решение уравнения для образа Лапласа функции Грина, убывающее при $|z| \rightarrow \infty$, в виде:

$$\tilde{G}(z, s) = \frac{\exp\left[-\frac{|z|}{a} \sqrt{\omega_a^2 + s^2}\right]}{\sqrt{\omega_a^2 + s^2}}.$$

Произведя обратное преобразование Лапласа [Бейтмен и Эрдейи, 1969], получим функцию Грина уравнения (15):

$$G(z, t) = J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a),$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя, $\eta(x)$ — функция Хэвисайда. Следовательно, решение уравнения (13) имеет вид:

$$v(z, t) = - \frac{\exp(z/2H)}{a\rho_0(0)} \times \\ \times \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') \exp(z'/2H) F(z', t'), \\ G(z, t) = J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a),$$

где H — высота однородной атмосферы; a — скорость звука; $\omega_a = a/2H$; $\rho_0(0)$ — плотность воздуха на поверхности Земли; E_x, E_y — компоненты фонового электрического поля; α — угол между вектором геомагнитного поля и положительным направлением оси z .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 01201356396 и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ и Государственного фонда естественных наук Китая в рамках научного проекта № 21-55-53053.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова П.А., Иванов—Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Аэрономия слоя E // М.: Янус, 168 с. 1996.
- Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Т. 1. М.: Наука, 344 с. 1969.
- Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов Радиофизика. Т. 42. № 1. С. 3—24. 1999.
- Метелкин Е.В., Сорокин В.М., Федорович Г.В. О природе колебаний геомагнитного поля, генерируемых солнечными вспышками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 22. № 5. С. 803—808. 1982.
- Пархомов В.А., Дмитриев А.В., Базаржапов А.Д. Пространственные особенности токовых систем SFE-вспышек, сопровождающихся гамма-излучением // Солнечно-земная физика. Вып. 15. С. 107—117. 2010.
- Ришбет Т., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеиздат, 304 с. 1975.
- Curto J.J. Geomagnetic solar flare effects: a review // J. Space Weather Space Clim. V. 10. № 27. P. 1—15. 2020. <https://doi.org/10.1051/swsc/2020027>
- Kato Y., Tamao T., Saito T. Geomagnetic pulsation accompanying the intense solar flare // J. Geomagn. Geoelectr. V. 10. P. 203—207. 1959.
- Kuwashima M., Uwai T. Solar flare effects on the magnetic variations // Mem. Kakioka. Magn. Obs. V. 21. № 1. P. 1—14. 1985.
- Lu G., Richmond A.D., Emery B.A., Roble R.G. Magnetosphere-ionosphere-thermosphere coupling: Effect of neutral winds on energy transfer and field-aligned current // J. Geophys. Res. V. 100. P. 19643. 1995. <https://doi.org/10.1029/95JA00766>
- Nagata T. Solar flare effect on the geomagnetic field // J. Geomagn. Geoelectr. V. 18. P. 197—219. 1966.

- *Ohshio M.* Solar flare effect on geomagnetic variation // J. Radio Res. Lab. Japan. V. 11. № 58. P. 377–491. 1964.
- *Pintér S.* Solar flare X-ray emission producing geomagnetic pulsations // Bull. Astron. Inst. Czech. V. 19. P. 97–99. 1968.
- *Rastogi R.G., Pathan B.M., Rao D.R.K., Sastry T.S., Sastri J.H.* Solar flare effects on the geomagnetic elements during normal and counter electrojet periods // Earth. Planets. Space. V. 51. P. 947–957. 1999.
- *Ratcliffe J.A.* An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Cambridge: University Press. 256 p. 1972.
- *Sastri J.H.* Night time geomagnetic effects of solar flares // Ann. Geophys. V. 31. P. 389–393. 1975.
- *Selvakumaran R., Mauryab A.K., Gokania S.A., Veena-dharia B., Kumarc S., Venkateshamb K., Phanikumard D.V., Singhe A.K., Siinghf D., Singhb R.* Solar flares induced D-region ionospheric and geomagnetic perturbations // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 123. P. 102–112. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.12.009>
- *Vasyliūnas V.M.* Meaning of ionospheric Joule heating // J. Geophys. Res. V. 110. A02301. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010615>