

УДК 550.388.2

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА В ИОНОСФЕРЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ АНОМАЛИЙ ОНЧ/НЧ-РАДИОСИГНАЛОВ, СВЯЗАННЫХ С ПОДГОТОВКОЙ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2024 г. В. М. Сорокин*

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия*

**e-mail: sova@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 23.02.2024 г.

После доработки 02.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Рассмотрено влияние ветра в ионосфере на характеристики внутренних гравитационных волн. Показано, что взаимодействие ветра в ионосфере с геомагнитным полем приводит к появлению силы Ампера, вертикальный градиент которой модифицирует свойства внутренних гравитационных волн. В результате такого взаимодействия возникает дискретный спектр колебаний ионосферы с основным периодом порядка 30 мин. Увеличение силы Ампера за счет электрического поля сейсмического происхождения приводит к появлению в спектре колебаний ионосферы максимумов с более короткими периодами порядка 10 и 22 мин. Наблюдения возмущения фазы и амплитуды отраженной от ионосферы радиоволны в период роста сейсмической активности согласуются с выводами рассмотренной модели.

DOI: 10.31857/S0016794024050087, EDN: QQGVEK

1. ВВЕДЕНИЕ

Для изучения динамики ионосферы в сейсмическом регионе в течение длительного времени используются хорошо проверенные радиофизические методы ее зондирования. В ряде работ [Biagi et al., 2004; Rozhnoy et al., 2005, 2007; Hayakawa, 2007] наблюдались специфические вариации амплитуды и фазы очень низкочастотных (ОНЧ) радиоволн, трасса распространения которых проходила вблизи эпицентра готовящихся землетрясений. Передатчики и приемники этих волн, распространяющихся в волноводе Земля – ионосфера в спектральном интервале (20–50) КГц, располагались на поверхности Земли. Подобные аномалии характеристик радиоволн возникают перед землетрясениями с магнитудой $M > 3$ за 3–10 суток до землетрясения. Характер распространения ОНЧ/НЧ (ОНЧ, 3–30 КГц, НЧ, 30–300 КГц) сигнала в волноводе Земля – ионосфера определяется, с одной стороны электрической проводимостью земной поверхности, и с другой – проводимостью нижней ионосферы. Проводимость земной поверхности менее подвержена изменениям, и наблюдаемые изменения в сигнале главным образом зависят от высоты отражения, ко-

торая определяется величиной и градиентом электронной плотности около границы нижней ионосферы.

В работе [Biagi et al., 2004] приведены данные измерения уровня сигналов в ОНЧ/НЧ-диапазоне, распространяющихся по пяти трассам. Обнаружены явные уменьшения интенсивности сигнала накануне землетрясений, эпицентры которых располагались вблизи трассы распространения. В работе [Rozhnoi et al., 2007] представлены результаты наблюдения на Камчатке возмущений амплитуды и фазы ОНЧ/НЧ-сигналов, распространяющихся по трем трассам, и на спутнике DEMETER в течение двух периодов сейсмической активности в регионе Япония – Камчатка. Обнаружены явные аномалии в характеристиках сигналов на Земле и на спутнике в рассматриваемый период сейсмической активности. Анализ сигналов в работе [Rozhnoi et al., 2009] от одних и тех же передатчиков на пересекающихся трассах в период землетрясения 06.04.2009 г. в Акви-ле (Италия) впервые дал возможность локализовать область подготовки землетрясения. Обзор результатов исследований воздействия сейсмических процессов на нижнюю ионосферу приве-

ден в работе [Nayaakawa, 2007]. Приводятся доказательства существования ионосферных возмущений, связанных с землетрясениями, на основе статистических исследований и изучения отдельных событий.

Одной из причин, вызывающей реакцию ионосферы на литосферные процессы, является генерация акустических волн вблизи поверхности Земли и их распространение вверх [Липеровский и др., 1992; Pokhotelov et al., 1995]. В работах [Гохберг и др., 1996; Гохберг и Шалимов, 2000] анализируются существующие экспериментальные данные, полученные на заключительной стадии подготовки землетрясений. Авторы полагают, что возникновение этих неоднородностей обусловлено распространением через ионосферу ВГВ. Предполагается, что процессы в нижней атмосфере, такие как длинноволновые колебания Земли, нагрев атмосферы в результате локального парникового эффекта и нестационарный приток массы литосферных газов, приводят к генерации и распространению вверх ВГВ и возмущению ими ионосферы. Существование таких источников подтверждается наблюдением колебаний температуры приземного слоя на несколько градусов, сопровождающих усиление сейсмической активности [Tronin, 1999]. В работе [Molchanov et al., 2004] представлена концепция механизмов явлений в атмосфере и ионосфере. Авторы полагают, что возмущения температуры и плотности атмосферы возникают в результате подъема горячей воды и газа в литосфере накануне землетрясения. Это приводит к генерации ВГВ случайными источниками на поверхности Земли, их распространением вверх и последующей модификации ионосферы [Mareev et al., 2002].

Другим фактором, воздействующим на ионосферу в процессе роста сейсмической активности, является электрическое поле. Подробные исследования квазистатических электрических полей в ионосфере на основе прямых спутниковых измерений над сейсмическими районами земного шара были выполнены в работах [Chmyrev et al., 1989; Gousheva et al., 2006, 2008, 2009]. Анализировались сотни сейсмических событий с целью выделения связанного с ними аномального усиления электрического поля в ионосфере. Показано, что амплитуда электрического поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м и может наблюдаться в течение нескольких дней. Рост электрического поля в ионосфере обусловлен усилением электрического тока на участке глобальной атмосферно — ионосферной электрической цепи в результате интенсивных выбросов заряженных аэрозолей почвенными газами и их

вертикального конвективного переноса в атмосфере. Результаты исследования генерации электрического поля в ионосфере и сопутствующие плазменные и электромагнитные эффекты подробно изложены, например, в монографии [Sorokin et al., 2015], обзорах [Сорокин, 2007; Сорокин и Ружин, 2015; Sorokin et al., 2020] и библиографии в них.

2. АНОМАЛИИ СИГНАЛОВ В ЭПИЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В работе [Rozhnoi et al., 2005] анализировались сигналы передатчика (40 КГц), расположенного в Японии, в течение времени с 01.07.2004 по 24.01.2005 гг. Приемник находился на Камчатке. Серия землетрясений произошла в течение этого времени вблизи трассы распространения сигнала. Показано, что в течение нескольких дней до землетрясений и во время каждой их серии наблюдаются аномалии сигнала в виде уменьшения его амплитуды и фазы. Были рассчитаны спектры возмущений этих характеристик сигналов. Как в спектрах спокойных, так и в спектрах аномальных дней основной максимум приходится на период 30–35 мин. Кроме того, во время сейсмической активности появляются максимумы спектра с периодами 20–25 мин и 10–12 мин. При анализе спектров вариаций амплитуды и фазы во время магнитных бурь подобного эффекта не обнаружено.

Периоды наблюдаемых колебаний ионосферы соответствуют спектру ВГВ, поэтому для интерпретации результатов наблюдения использовалась модель распространения ВГВ, генерируемых в окрестности эпицентра готовящегося землетрясения. При интерпретации результатов наблюдения на основе модели распространения ВГВ возникает ряд трудностей. Эти волны распространяются под углом к поверхности Земли [Mareev et al., 2002], как показано на рис. 1. Чем больше период, тем меньше этот угол. ВГВ достигают высот ионосферы на расстоянии примерно 1000 километров от эпицентра. Вместе с тем, возмущения ионосферы локализованы в окрестности эпицентра. Найденные в работе [Rozhnoi et al., 2005] характерные периоды (10–12 и 20–25 мин) для максимумов спектра возмущения амплитуды и фазы сигнала передатчика с частотой 40 КГц, возникающие в процессе подготовки землетрясения, трудно объяснить на основе существующей модели распространения ВГВ в ионосферу. Так как ВГВ не могут распространяться вертикально вверх, то увеличение интенсивности их излучения накануне землетрясения не может служить причиной их воздействия на ионосферу

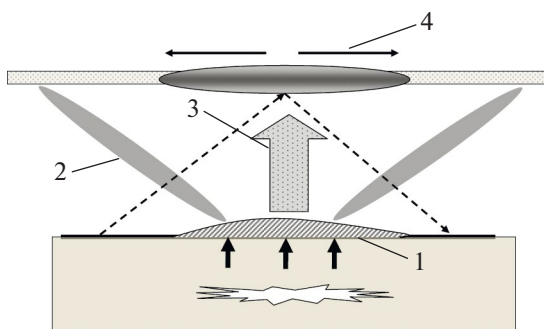


Рис. 1. Схема регистрации возмущения ионосферы. 1. Возмущенная область нижней атмосферы в эпицентре. 2. ВГВ, генерируемые сейсмическим возмущением нижней атмосферы. 3. Сторонний ток, включенный в глобальную цепь. 4. Возмущение электрического поля в ионосфере.

в окрестности эпицентра. Аномалии сигнала наблюдаются при отражении радиоволн в эпицентральной области ионосферы. Кроме того, в рамках такой модели трудно объяснить появление короткопериодных спектральных линий в колебаниях ионосферы во время роста сейсмической активности. В то же время, возмущение тока проводимости в глобальной цепи и рост электрического поля в ионосфере возможен над эпицентральной областью сейсмического региона, как показано на рисунке 1. Рост электрического поля может служить причиной возникновения аномалий сигналов ОНЧ/НЧ-диапазона. Подтверждением такой возможности служат данные, полученные в работе [Фукс и Шубова, 1995] во время чернойбыльской аварии. Показано, что интенсивные выбросы радиоактивных веществ и аэрозолей в атмосферу сопровождались изменением фазы и амплитуды СДВ-сигналов на трассе распространения, пересекающей район аварии. Расчеты, проведенные в работе [Martynenko et al., 1996] показали, что такие возмущения характеристик распространения СДВ-сигналов могут возникать в результате роста электрического поля в нижней границе ионосферы до величины ~ 1 В/м. Как было отмечено выше, спутниковые данные свидетельствуют о росте электрического поля в ионосфере накануне землетрясения. На рисунке 1 приведена схема возможного воздействия на ионосферу процесса подготовки землетрясения и формирования аномалий отраженного от ионосферы сигнала. Интенсификация выброса в атмосферу заряженных аэрозолей совместно с литосферными газами и их перенос вверх в результате атмосферной турбулентности и конвекции формирует электродвижущую силу (ЭДС) стороннего тока в нижней атмосфере.

Включение ЭДС в глобальную атмосферно-ионосферную электрическую цепь ведет к росту электрического поля в ионосфере [Sorokin et al., 2007]. Электрическое поле соответственно модифицирует свойства фоновых ВГВ в ионосфере.

3. УРАВНЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ ИОНОСФЕРЕ

Изучение эффектов распространения в ионосферу ВГВ основывалось на теории их распространения в нейтральной атмосфере. Волновое движение нейтрального газа совместно с ионизованной компонентой в магнитном поле генерирует электрический ток. Внешние воздействия на ионосферу, такие как электрическое поле или ветер, приводят к другим волновым эффектам. Ниже рассмотрена модификация свойств ВГВ в проводящей ионосферной плазме, расположенной в геомагнитном поле $\mathbf{B}$, под действием ветра в ионосфере. Влияние геомагнитного поля $\mathbf{B}$ на движение проводящей ионосферы обусловлено действием силы Ампера $\mathbf{F}$, плотность которой определяется плотностью протекающего в ней электрического тока $\mathbf{j}$ по формуле:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1)$$

Так как генерация тока $\mathbf{j}$ обусловлена движением проводящей ионосферной плазмы в геомагнитном поле, то величина $\mathbf{j}$ выражается через скорость $\mathbf{V}$ этого движения согласно закону Ома [Гершман, 1974]:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{n} \times \mathbf{E}'_{\perp}), \quad (2)$$

где $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ — сумма электрического и динамо полей в ионосфере. В (2) обозначено: $\sigma_{\parallel}$ — продольная проводимость плазмы; σ_P , σ_H — проводимости Педерсена и Холла ионосферной плазмы; $\mathbf{n} = \mathbf{B} / B$. Подставляя закон Ома в определение силы (1), получим:

$$\mathbf{F} = B \{ \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} \times \mathbf{n} + \sigma_H [(\mathbf{n} \times \mathbf{E}'_{\perp}) \times \mathbf{n}] \}. \quad (3)$$

Сила $\mathbf{F}$ является одной из составляющих суммарной силы, определяющей движение ионосферной плазмы. Баланс между $\mathbf{F}$ и другими силами (градиентом давления, силой тяжести, силой Кориолиса и др.) определяет структуру квазистационарного ветра в ионосфере [Geisler, 1966]. Распространение ВГВ приводит к переносу плазмы и связанному с волновым движением вариациям ее параметров. Это нарушает равновесие между силой Ампера и компенсирующими силами, существовавшее в каждой точке плазмы до прихода волны. Перенос плазмы сопровождается изменением ее параметров в точке компенсации

внешних сил. Вариации фоновой силы можно определить, предполагая, что во время волнового движения суммарная сила переносится вместе с плазмой. Обозначим вариации скорости ветра $\mathbf{v}$, плотности ρ_1 , давления p_1 и силы Ампера $\mathbf{f}$ относительно их стационарных значений:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v}; \rho = \rho_0 + \rho_1; p = p_0 + p_1; \mathbf{F} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{f},$$

где $\mathbf{V}_0, \mathbf{F}_0, \rho_0, p_0$ — фоновые величины. Полагая вариации скорости плазмы в волновом движении малыми по сравнению с фоновыми величинами, получим уравнение для силы $\mathbf{f}$ из условия переноса суммарной силы вместе с плазмой:

$$\frac{d(\mathbf{F}_0 + \mathbf{f})}{dt} = 0; \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) + (\mathbf{v} \cdot \nabla).$$

Оставляя в этом равенстве слагаемые первого порядка малости, получим:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{f} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{F}_0 = 0. \quad (4)$$

Силу $\mathbf{f}$ следует учитывать при выводе уравнений движения. Система уравнений, описывающая внутренние гравитационные волны (ВГВ) при наличии ветра имеет вид [Госсард и Хук, 1975]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \right] &= -\nabla p_1 + \rho_1 \mathbf{g} + \mathbf{f}, \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \rho_1 + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho_0 &= 0, \quad (\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{g}$ — вектор ускорение свободного падения. Сила $\mathbf{f}$ определяется уравнением (4). Ниже полагаем, что скорость ветра не изменяется с высотой $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 = 0$. Перейдем в движущуюся систему координат с помощью преобразования $\partial / \partial t + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) = \partial / \partial \tau$. Полагая, что переменные зависят от времени по закону $\exp(-i\omega\tau)$, из уравнений (4) и (5) получим:

$$\begin{aligned} i\omega\rho_0\mathbf{v} &= \nabla p_1 - \rho_1\mathbf{g} - \mathbf{f}, \\ i\omega\rho_1 &= (\mathbf{v} \cdot \nabla)\rho_0, \quad i\omega\mathbf{f} = (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{F}_0. \end{aligned} \quad (6)$$

В системе уравнений (6) исключаем $\mathbf{f}, \rho_1$. Это позволяет получить соотношение между величинами $\mathbf{v}$ и p_1 :

$$\omega^2\mathbf{v} + \frac{i\omega}{\rho_0}\nabla p_1 = (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\rho_0\mathbf{g} + \mathbf{F}_0).$$

Полагаем атмосферу экспоненциально неоднородной $\rho_0 \sim \exp(-z/H)$, где H — вертикальный масштаб неоднородной атмосферы. Обозначим $\mathbf{h}$ — единичный вектор вертикального направления. Так как величины $\rho_0, \mathbf{F}_0$ меняются в верти-

кальном направлении вдоль единичного вектора $\mathbf{h}$, то это равенство можно записать в виде:

$$\omega^2\mathbf{v} + \mathbf{G}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{h}) = -\frac{i\omega}{\rho_0}\nabla p_1, \quad \mathbf{G} \equiv -\frac{g}{H}\mathbf{h} - \frac{(\mathbf{h} \cdot \nabla)\mathbf{F}_0}{\rho_0}. \quad (7)$$

Равенства (7) позволяют получить зависимость скорости газа от давления в волне:

$$\mathbf{v} = \frac{i}{\omega\rho_0} \left[\frac{\mathbf{G}(\mathbf{h} \cdot \nabla)p_1}{\omega^2 + (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h})} - \nabla p_1 \right]. \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) в равенство $(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0$, выражающее условие не сжимаемости газа в волне, получим уравнение:

$$\left(\nabla \cdot \left[\frac{\nabla p_1}{\rho_0} - \frac{\mathbf{G}}{\rho_0} \frac{(\mathbf{h} \cdot \nabla)p_1}{\omega^2 + (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h})} \right] \right) = 0. \quad (9)$$

Анализ уравнения (9) показывает, что влияние вертикальной компоненты силы $\mathbf{F}_0$ эквивалентно небольшим вариациям ускорения свободного падения $\mathbf{g}$ и не меняет принципиально свойства ВГВ. Эффекты, обусловленные градиентами, связаны с горизонтальными компонентами силы $\mathbf{F}_0$. Направим единичный вектор $\mathbf{m} = \mathbf{F}_0/F_0$ вдоль направления силы $\mathbf{F}_0$. Рассматривая горизонтальные компоненты силы $\mathbf{F}_0 \perp \mathbf{g}$, имеем равенства:

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= -\frac{g}{H}\mathbf{h} - \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0}{dz} \mathbf{m}, \quad (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h}) = -\frac{g}{H}, \\ (\nabla \cdot \mathbf{G}) &= 0, \quad (\mathbf{G} \cdot \nabla) = -\frac{g}{H}(\mathbf{h} \cdot \nabla) - \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0}{dz} (\mathbf{m} \cdot \nabla). \end{aligned}$$

Эти равенства позволяют преобразовать уравнение (9). В результате получим:

$$\begin{aligned} \omega^2 \left(\Delta + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) p_1 - \omega_g^2 \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) p_1 + \\ + \Omega^2 (\mathbf{m} \cdot \nabla) \frac{\partial p_1}{\partial z} = 0, \quad \Omega^2(z) \equiv \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0(z)}{dz}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\omega_g = \sqrt{g/H}$ — частота Брента–Вайсяля для несжимаемой атмосферы. Уравнение (10) описывает распространения ВГВ в ионосфере с горизонтальным ветром. Связанные с ветром особенности распространения ВГВ в ионосфере определяются вертикальным градиентом силы Ампера Ω^2 . При $\Omega^2 = 0$ это уравнение переходит в классическое уравнение ВГВ в покоящейся нейтральной атмосфере.

4. ФОРМИРОВАНИЕ МАКСИМУМОВ СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ ИОНОСФЕРЫ

Анализируя влияние геомагнитного поля на движения в ионосфере практически всегда мож-

но ограничиться областью выше 80 км. Из определения (1) вектора $\mathbf{F}$ следует, что $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{F}) = 0$. Выразим зависимость $\mathbf{E}'$ от $\mathbf{F}$, воспользовавшись равенством (3). В результате получим:

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{B} \left[\frac{\sigma_H}{\sigma_H^2 + \sigma_P^2} \mathbf{F} + \frac{\sigma_P}{\sigma_H^2 + \sigma_P^2} (\mathbf{n} \times \mathbf{F}) \right].$$

Из этого равенства следует, что $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}') = 0$. Подставляя значение $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ в равенство $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}') = 0$ получим $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}) = 0$. Это означает, что электрическое поле, генерируемое при движении плазмы, ортогонально геомагнитному полю. Используя это обстоятельство, можно существенно упростить анализ эффектов влияния ветра на ВГВ. Будем рассматривать горизонтальный перенос плазмы в вертикальном магнитном поле. Скорость ветра $\mathbf{V}$ и параметры плазмы полагаем однородными в горизонтальной плоскости. Введем декартовую систему координат (x, y, z) с осью z , направленной вертикально вверх, как показано на рис. 2. В результате стационарности системы выполняется равенство $\nabla \times \mathbf{E} = 0$. Это означает, что электрическое поле $\mathbf{E} = \text{const}$ постоянно по высоте. Из условия $\mathbf{E}(z \rightarrow \infty) = 0$ следует, что константа равна нулю. В этом случае в стационарном потоке ветра электрическое поле не возбуждается. В данных условиях остается ветер в качестве внешнего воздействия, а электрическое поле можно исключить. Полное электрическое поле сводится к динамо-полю: $\mathbf{E}' = (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$. Подставляя это выражение для динамо-поля в формулу (3), получим зависимость силы Ампера $\mathbf{F}_0$ от скорости ветра в ионосфере:

$$\mathbf{F}_0 = B^2 \{ \sigma_H (\mathbf{V} \times \mathbf{n}) - \sigma_P \mathbf{V} \}, \quad (11)$$

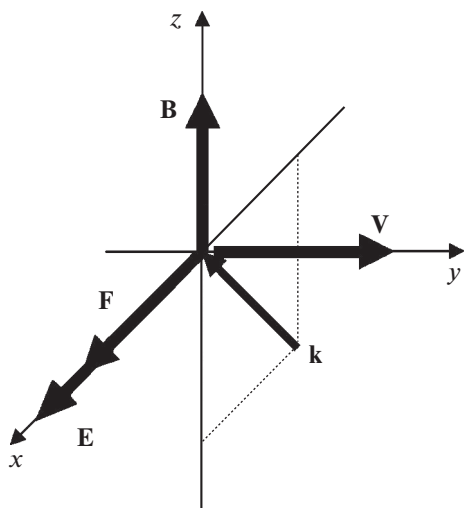


Рис. 2. Система координат, использованная в расчетах.

На рис. 1 приведена схема появления электрического поля в ионосфере эпицентральной области во время роста сейсмической активности. Инжекция заряженных аэрозолей в атмосферу, их турбулентный перенос формирует сторонний ток, включение которого в глобальную цепь приводит к усилению электрического поля в ионосфере величиной порядка 10 мВ/м [Sorokin et al., 2007]. Появление в ионосфере дополнительного электрического поля $\mathbf{E}$, генерируемого инъекцией заряженных аэрозолей в атмосферу в эпицентральной области, приводит к усилению силы Ампера $\mathbf{F}_0$ на величину $\mathbf{F}_{EQ}$:

$$\mathbf{F}_0 = B^2 \{ \sigma_H (\mathbf{V} \times \mathbf{n}) - \sigma_P \mathbf{V} \} + \mathbf{F}_{EQ}. \quad (12)$$

Сила $\mathbf{F}_{EQ}$ находится по формуле (3), полагая в ней $\mathbf{E}' = \mathbf{E}$. Имеем:

$$\mathbf{F}_{EQ} = B \{ \sigma_P \mathbf{E} \times \mathbf{n} + \sigma_H \mathbf{E} \}.$$

В выбранной системе координат $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}) = 0$, следовательно, горизонтальные компоненты силы (12) имеют вид:

$$\begin{aligned} F_{0x} &= B \left[\sigma_P (E_y - BV_x) + \sigma_H (E_x + BV_y) \right] \\ F_{0y} &= B_z \left[-\sigma_P (E_x + BV_y) + \sigma_H (E_y - BV_x) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Рассмотрим распространение ВГВ в плоскости (x, z) . Пусть в этой плоскости расположен волновой вектор $\mathbf{k}$ ВГВ, распространяющейся снизу из атмосферы. Параметры волны не зависят от координаты y . Из уравнения (10) следует, что сила Ампера в ионосфере не влияет на распространение волн в направлении поперек направления действия этой силы $(\mathbf{F}_0 \cdot \mathbf{V}) = 0$. Иначе говоря, только компонента силы Ампера, расположенная в плоскости распространения ВГВ, влияет на ее распространение в ионосфере. Будем полагать, что скорость ветра направлена по оси y , а внешнее электрическое поле направлено по оси x , как показано на рисунке 2. Обозначим: $E_x = E, V_y = V, B_z = B, F_{0x} = F$. Согласно равенствам (13), величина компоненты силы в плоскости распространения волны (x, z) определяется формулой:

$$F = B \sigma_H (E + BV). \quad (14)$$

Высотный профиль величины $\Omega^2(z)$ свидетельствует о том, что влияние силы Ампера (14) сосредоточено в диапазоне высот 120–150 км. Для того, чтобы понять, к каким эффектам приводит подобное влияние, проанализируем уравнение (10) в случае быстрого изменения коэффициента $\Omega^2(z)$ в тонком слое. Такой подход возможен в случае, когда длина волны много больше толщины слоя. Для этого воспользуемся следующим математиче-

ским приемом. Положим, что величина Ω^2 отлична от нуля и постоянна в слое $0 < z < l$. Рассмотрим распространение волны в такой системе, если ее длина значительно превышает толщину слоя l . С целью выявления эффекта влияния этого слоя на распространение волны перейдем к асимптотическому пределу $l \rightarrow 0$; $\Omega^2 \rightarrow \infty$ так, что величина $\eta = l\Omega^2 = \int_0^l dz \Omega^2$ остается постоянной. При этом слой превращается в границу между верхним и нижним полупространствами, в которых распространяются волны без влияния ветра. Влияние ветра описывается граничными условиями, которым должны удовлетворять давление и его производная при переходе через эту границу. Полагаем, что давление в волне зависит от x по закону $p_1 \approx \exp(ikx)$. Уравнение (10) в слое имеет вид:

$$\frac{d^2 p_1}{dz^2} + \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \frac{dp_1}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p_1 = 0. \quad (15)$$

Вне слоя возмущение давления удовлетворяет уравнению ВГВ при $\Omega^2 = 0$, которое имеет вид:

$$\frac{d^2 p_1}{dz^2} + \frac{1}{H} \frac{dp_1}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p_1 = 0. \quad (16)$$

Граничные условия при переходе через плоскость $z = 0$ получены в Приложении, равенства (34):

$$p_1(z = +0) = p_1(z = -0), \quad \frac{dp_1(z = +0)}{dz} \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \frac{dp_1(z = -0)}{dz}. \quad (17)$$

Первое условие означает непрерывность давления при переходе через слой. Второе означает изменение фазы производной на величину $k\eta / \omega^2$. Влияние слоя описывается интегральной характеристикой η , величина которой рассчитывается по формуле:

$$\eta = \int_0^l \frac{dz}{\rho_0} \frac{dF}{dz}. \quad (18)$$

В Приложении получено выражение коэффициента отражения ВГВ от слоя $z = 0$, равенство (33):

$$R = \kappa_1 \frac{1 - \exp(ik\eta/\omega^2)}{\kappa_1 \exp(ik\eta/\omega^2) - \kappa_2}. \quad (19)$$

В случае если в равенстве (19) положить:

$$k\eta / \omega_n^2 = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (20)$$

то коэффициент отражения $R = 0$ обращается в нуль. Следовательно, в этом случае волна не отражается. Выполнение условия (20) означает, что

производная (17) непрерывна при переходе через слой $z = 0$. Распространение ВГВ снизу через слой происходит без отражений. Полагая в уравнениях (32) выполнение условия (20), получим равенство $\kappa_1 = \kappa_2$, из которого следует дисперсионное соотношение для ВГВ:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{4H^2(\omega_g^2 - \omega^2)}. \quad (21)$$

Исключая волновой вектор k в равенствах (20) и (21), получим дискретный спектр значений частоты ω_n :

$$\omega_n^2(\omega_g^2 - \omega_n^2) = \left(\frac{\eta}{4\pi H} \right)^2 \frac{1}{n^2}. \quad (22)$$

Согласно граничным условиям (17), при выполнении условия (20) давление и его нормальная производная в волне непрерывны при переходе через слой, в котором отлична от нуля сила Ампера. Это означает, что на фоновые ВГВ, распространяющиеся из атмосферы вверх, сила Ампера в ионосфере не оказывает влияния. Отсутствует отражение ВГВ от этого слоя $R = 0$. Действие силы Ампера в проводящем слое не накладывает запрета на распространение волн с другими периодами. Однако, влияние слоя с $\Omega^2 \neq 0$ на такие волны приводит к их рассеянию. Волны, частота которых не удовлетворяет равенству (20), затухают сильнее. Это означает, что преобладает рост амплитуд ВГВ с дискретным спектром, частота которых удовлетворяют равенству (22). Уравнение (22) запишем для периодов $T_n = 2\pi/\omega_n$ ВГВ, решение которого имеет вид:

$$T_n = T_g n \sqrt{1 + \sqrt{1 - \lambda^2/n^2}}. \quad (23)$$

В равенстве (23) обозначено: $T_g = 8\pi^2 H \omega_g / \sqrt{2} |\eta|$; $\lambda = \eta / 2\pi H \omega_g^2$. Формула (23) позволяет рассчитывать значения периодов в максимумах спектра колебаний ионосферы, вызванных прохождением ВГВ из атмосферы, на свойства которых оказывает влияние сила Ампера, сосредоточенная в ее проводящем слое.

Приведем численные оценки. Подставляя силу Ампера (14) в интеграл (18), получим:

$$|\eta| = B(E + BV) \int_0^l \frac{dz}{\rho_0} \frac{d\sigma_H}{dz}. \quad (24)$$

Так как вне проводящего слоя $\sigma_H = 0$, то для оценки величины η , интегрируя выражение (24) по частям, получим:

$$|\eta| = B(E + BV) \frac{\Sigma_H}{H\rho_{00}}, \quad \Sigma_H = \int_0^l \sigma_H(z) dz. \quad (25)$$

где ρ_{00} — средняя плотность атмосферы на высоте проводящего слоя, Σ_H — интегральная проводимость слоя. Принимая значения:

$$H = 10 \text{ км}, B = 2 \times 10^{-4} \text{ Тл}, \Sigma_H = 5 \text{ См}, \\ \rho_{00} = 10^{-10} \text{ кг/м}^3, \omega_g = 1.7 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1},$$

получим оценку величины η в зависимости от значения электрического поля, генерируемого готовящимся землетрясением, и скорости ветра в ионосфере:

$$\eta \approx 10^3 (E + BV). \quad (26)$$

Пусть сейсмическая активность отсутствует и электрическое поле в ионосфере равно нулю $E = 0$. Скорость ветра в ионосфере положим равной $V = 30 \text{ м/с}$. Из равенства (26) имеем $\eta \approx 6 \text{ м/с}^2$. Подставляя это значение в равенство (23), получим формулу расчета значений периодов в минутах в максимумах спектра колебаний ионосферы в сейсмически спокойных условиях:

$$T_n \approx 23n \sqrt{1 + \sqrt{1 - 0.12/n^2}}. \quad (27)$$

Пусть рост сейсмической активности сопровождается появлением в ионосфере дополнительного квазистатического электрического поля напряженностью $E = 10 \text{ мВ/м}$. Из формулы (26) имеем $\eta \approx 16 \text{ м/с}^2$. Подставляя это значение в равенство (23), получим формулу расчета значений

периодов в минутах максимумов спектра колебаний ионосферы во время роста сейсмической активности:

$$T_n \approx 9n \sqrt{1 + \sqrt{1 - 0.85/n^2}}. \quad (28)$$

На рис. 3 приведены графики зависимости значений периодов от номеров спектральных линий n , рассчитанных по формулам (27) и (28). Из графиков следует, что в спокойных условиях величина периода основного максимума, соответствующего $n = 1$, составляет примерно 30 мин. Это соответствует среднemasштабным колебаниям, которые регулярно наблюдаются в спокойных условиях. Они могут быть связаны с влиянием ветра в ионосфере на распространение фоновых ВГВ, источники которых расположены в атмосфере. В процессе подготовки землетрясения в ионосфере возникает дополнительное электрическое поле. Связанная с ним сила Ампера модифицирует спектр колебаний таким образом, что появляются короткие периоды колебаний порядка 10 и 25 мин. Факт появления дискретного спектра связан с наличием силы Ампера в переходном слое, в котором $\Omega^2 \neq 0$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аномалии регистрируемых ОНЧ/НЧ-сигналов передатчиков наблюдаются в том случае, когда трасса их распространения расположена вблизи сейсмически активной области. При этом, точка отражения сигналов расположена в эпицентральной области готовящегося землетрясения. Наблюдаются колебания амплитуды и фазы регистрируемых радиоволн. Опубликованные результаты исследования спектральных характеристик этих колебаний свидетельствуют о том, что усредненный спектр имеет явно выраженные максимумы. В сейсмически спокойных условиях наименьший период максимума спектра составляет порядка 30 мин. В условиях усиления сейсмической активности появляются максимумы спектра с более короткими периодами порядка 10 и 20 мин. Так как наблюдаемые периоды колебаний принадлежат спектру ВГВ в атмосфере, то можно полагать, что эти особенности колебаний связаны со свойствами этих волн.

Взаимодействие ветра в ионосфере с геомагнитным полем приводит к появлению силы Ампера. Вертикальный градиент этой силы модифицирует свойства фоновых ВГВ атмосферных источников. Эти волны распространяются вверх из нижней атмосферы до ионосферных высот. Сила Ампера приводит к появлению дискретного спектра возмущений ионосферы с основным периодом порядка 30 мин. В период подготовки

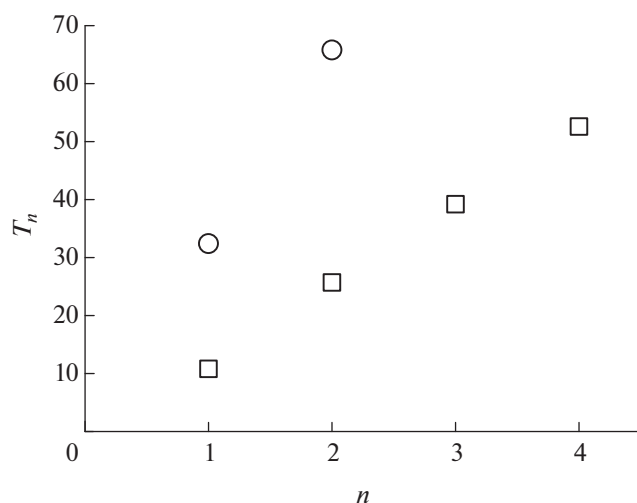


Рис. 3. Зависимости значений периодов в минутах от номеров спектральных линий n .

Окружности — случай влияния ветра в ионосфере на ВГВ при отсутствии электрического поля сейсмического происхождения. Квадраты — добавлено электрическое поле сейсмического происхождения амплитудой 10 мВ/м.

землетрясения в ионосфере эпицентральной зоны возникает квазистатическое электрическое поле амплитудой до 10 мВ/м, которое увеличивает силу Ампера, формируемую ветром. Правило отбора частот отличается от закономерности частот в резонаторах. В каждый момент времени могут наблюдаться волны различных частот и только при усреднении по продолжительным отрезкам времени выявляется преобладание волн с определенными частотами. Согласно проведенным расчетам, давление газа в волне и его нормальная производная непрерывны для выделенных периодов (23) при распространении волны через проводящий слой, в котором действует сила Ампера. Это означает, что на распространение волн с этими периодами T_n сила Ампера не оказывает влияния. Действие силы Ампера в проводящем слое не накладывает запрета на распространение волн с другими периодами. Однако, влияние этого слоя на такие волны приводит к их рассеянию. Поэтому волны, период которых не удовлетворяет условию (23), рассеиваются на проводящем слое и затухают сильнее. Их рассеяние ведет к преобладающему росту амплитуд возмущений с дискретным спектром (23). Волны, периоды которых удовлетворяют условию (23), распространяются через проводящий слой без рассеяния. Следовательно, амплитуды этих волн превышают амплитуды рассеянных волн. Увеличение силы Ампера за счет электрического поля сейсмического происхождения приводит к появлению в спектре колебаний ионосферы максимумов с короткими периодами порядка 10 и 22 мин, которые наблюдаются в эксперименте.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть на слой толщиной l , в котором действует сила Ампера, снизу падает ВГВ, которая отражается вниз и, преломляясь, распространяется вверх. Уравнение (15) в слое имеет вид:

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \frac{dp}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p = 0.$$

Его решение в области $0 < z < l$ представляет собой суперпозицию двух волн, распространяющихся вверх и вниз:

$$p = c_1 \exp(\mu_1 z) + c_2 \exp(\mu_2 z),$$

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right)^2 + k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right)}.$$

Вне этого слоя, при выполнении $\Omega^2 = 0$, уравнение (15) имеет вид:

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \frac{1}{H} \frac{dp}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p = 0. \quad (29)$$

Решение уравнения (29) в области $z < 0$ представляет собой падающую и отраженную волну:

$$p = a_1 \exp(\kappa_1 z) + a_2 \exp(\kappa_2 z),$$

$$\kappa_{1,2} = -\frac{1}{2H} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2H} \right)^2 + k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right)}. \quad (30)$$

В области $l < z$ решение уравнения (29) представляет собой прошедшую слой волну, распространяющуюся вверх:

$$p = b \exp(\kappa_1 z). \quad (31)$$

Воспользовавшись условием непрерывности давления и его производной на верхней и нижней границе слоя, получим систему уравнений для определения констант a_1, a_2, c_1, c_2, b . Имеем:

$$c_1 + c_2 = a_1 + a_2, \quad \mu_1 c_1 + \mu_2 c_2 = \kappa_1 a_1 + \kappa_2 a_2,$$

$$b \exp(\kappa_1 l) = c_1 \exp(\mu_1 l) + c_2 \exp(\mu_2 l),$$

$$\kappa_1 b \exp(\kappa_1 l) = \mu_1 c_1 \exp(\mu_1 l) + \mu_2 c_2 \exp(\mu_2 l).$$

Исключая константы c_1, c_2 , получим соотношение между величинами выше и ниже слоя:

$$b \exp(\kappa_1 l) = \left(a_1 \frac{\mu_2 - \kappa_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\mu_2 - \kappa_2}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_1 l) +$$

$$+ \left(a_1 \frac{\kappa_1 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\kappa_2 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_2 l),$$

$$\kappa_1 b \exp(\kappa_1 l) = \mu_1 \left(a_1 \frac{\mu_2 - \kappa_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\mu_2 - \kappa_2}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_1 l) +$$

$$+ \mu_2 \left(a_1 \frac{\kappa_1 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\kappa_2 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_2 l).$$

Устремляя в этих равенствах толщину слоя к нулю $l \rightarrow 0$, переходя к пределу: $l \rightarrow 0$; $\mu_1 \rightarrow 1 / \Omega^2 \rightarrow 0$; $\mu_2 \rightarrow -ik\Omega^2 / \omega^2 \rightarrow -\infty$; $\mu_2 l = \text{const}$, получим соотношение между константами a_1, a_2, b в виде:

$$b = a_1 + a_2,$$

$$\kappa_1 b \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \kappa_1 a_1 + \kappa_2 a_2, \quad (32)$$

$$\eta = \int_0^l \frac{1}{\rho_0} \frac{dF}{dz} dz.$$

Вводя коэффициент отражения ВГВ $R = a_2/a_1$ от слоя, в котором ветер формирует силу Ампера, из равенств (32), получим:

$$R = \kappa_1 \frac{1 - \exp(ik\eta/\omega^2)}{\kappa_1 \exp(ik\eta/\omega^2) - \kappa_2}. \quad (33)$$

Из равенств (32) получаем граничные условия при переходе через плоскость $z = 0$ в виде:

$$p(z = +0) = p(z = -0),$$

$$\frac{dp(z = +0)}{dz} \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \frac{dp(z = -0)}{dz}. \quad (34)$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственной Регистрации № 1021060808637-6-1.3.8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 256 с. 1974.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 532 с. 1978.
- Гохберг М.Б., Некрасов А.К., Шалимов С.Л. О влиянии нестабильного выхода парниковых газов в сейсмически активных регионах на ионосферу // Физика Земли. № 8. С. 52–55. 1996.
- Гохберг М.Б., Шалимов Л.С. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле. Т. 2. № 2. С. 95–108. 2000.
- Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 304 с. 1992.
- Сорокин В.М., Ружин Ю.Я. Электродинамическая модель процессов в атмосфере и ионосфере накануне землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 5. С. 641–658. 2015. <https://doi.org/10.7868/S001679401505017X>
- Сорокин В.М. Плазменные и электромагнитные эффекты в ионосфере, связанные с динамикой заряженных аэрозолей в нижней атмосфере // Химическая физика. Т. 26. № 4. С. 45–80. 2007.
- Фукс И.М., Шубова Р.С. Аномалии СДВ сигналов как отклик на процессы в приземной атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 2. С. 130–136. 1995.
- Biagi P.F., Piccolo R., Castellana L. et al. VLF-LF radio signals collected at Bari (South Italy): a preliminary analysis on signal anomalies associated with earthquakes // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 4. № 5–6. P. 685–689. 2004. <https://doi.org/10.5194/nhess-4-685-2004>
- Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydromagnetic waves in the ionosphere over on earthquake center // Phys. Earth Planet. In. V. 57. № 1–2. P. 110–114. 1989. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(89\)90220-3](https://doi.org/10.1016/0031-9201(89)90220-3)
- Geisler J.E. Atmospheric winds in the middle latitude F-region // J. Atmos. Terr. Phys. V. 28. № 8. P. 703–720. 1966. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(66\)90020-1](https://doi.org/10.1016/0021-9169(66)90020-1)
- Gousheva M., Glavcheva R., Danov D., Angelov P., Hristov P., Kirov B., Georgieva K. Satellite monitoring of anomalous effects in the ionosphere probably related to strong earthquakes // Adv. Space Res. V. 37. № 4. P. 660–665. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2004.12.050>
- Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M. Quasi-static electric fields phenomena in the ionosphere associated with pre- and post earthquake effects // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 8. № 1. P. 101–107. 2008. <https://doi.org/10.5194/nhess-8-101-2008>
- Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M. Ionospheric quasi-static electric field anomalies during seismic activity August–September 1981 // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 9. № 1. P. 3–15. 2009. <https://doi.org/10.5194/nhess-9-3-2009>
- Hayakawa M. VLF/LF radio sounding of ionospheric perturbations associated with earthquakes // Sensors. V. 7. № 7. P. 1141–1158. 2007. <https://doi.org/10.3390/s7071141>
- Mareev E.A., Iudin D.I., Molchanov O.A. Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity // Seismo Electromagnetics: Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling. Eds. M. Hayakawa and O.A. Molchanov. Tokyo: TERRAPUB. P. 335–342. 2002.
- Martynenko S.I., Fuks I.M., Shubova R.S. Ionospheric electric-field influence on the parameter of VLF signals connected with nuclear accidents and earthquakes // Journal of Atmospheric Electricity. V. 15. № 3. P. 259–269. 1996. <https://doi.org/10.1541/jae.16.259>
- Molchanov O., Fedorov E., Schekotov A. et al. Lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling as governing mechanism for preseismic short-term events in atmosphere and ionosphere // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 4. № 5–6. P. 757–767. 2004. <https://doi.org/10.5194/nhess-4-757-2004>
- Pokhotelov O.A., Parrot M., Fedorov E.N., Pilipenko V.A., Surkov V.V., Gladyshev V.A. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // Ann. Geophys. V. 13. № 11. P. 1197–1210. 1995. <https://doi.org/10.1007/s00585-995-1197-2>
- Rozhnoy A.A., Solovieva M.S., Molchanov O.A., Hayakawa M., Maekawa S., Biagi P.F. Anomalies of LF signal during seismic activity in November–December 2004 // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 5. № 5. P. 657–660. 2005. <https://doi.org/10.5194/nhess-5-657-2005>
- Rozhnoy A.A., Molchanov O.A., Solovieva M.S. et al. Possible seismo-ionosphere perturbations revealed by VLF signals collected on ground and on a satellite // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 7. № 5. P. 617–624. 2007. <https://doi.org/10.5194/nhess-7-617-2007>
- Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O., Schwingenschuh K., Boudjada M., Biagi P.F., Maggipinto T., Castellana L., Ermini A., Hayakawa M. Anomalies in VLF

radio signals prior the Abruzzo earthquake ($M=6.3$) on 6 April 2009 // *Nat. Hazard. Earth Sys.* V. 9. № 5. P. 1727–1732. 2009. <https://doi.org/10.5194/nhess-9-1727-2009>

– Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M. A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // *Nat. Hazard. Earth Sys.* V. 7. № 1. P. 155–163. 2007. <https://doi.org/10.5194/nhess-7-155-2007>

– Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Hayakawa M. Electrodynamical Coupling of Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere of the Earth. New York: Nova Science Publishers, 355 p. 2015. ISBN: 978-1-63483-030-0.

– Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Hayakawa M. A review on electrodynamic influence of atmospheric processes to the ionosphere // *Open Journal of Earthquake Research.* V. 9. № 2. P. 113–141. 2020. <https://doi.org/10.4236/ojer.2020.92008>

– Tronin A.A. Satellite thermal survey application for earthquake prediction / *Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes.* Ed. M. Hayakawa. Tokyo: TERRAPUB. P. 717–746. 1999.

Ionospheric Wind Influence to the Formation of VLF/LF Anomalies Related to the Earthquake Preparing

V. M. Sorokin*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN),
Troitsk, Moscow, Russia*

**e-mail: sova@izmiran.ru*

Ionospheric wind influence to the internal gravitational waves is considered. It is shown that interaction of wind in the ionosphere with geomagnetic field leads to the Ampere force occurrence which vertical gradient modifies properties of the internal gravitational waves. Such interaction results in the discrete spectrum of ionosphere fluctuations with the main period about 30 min. The increase in Ampere force due to electric field of seismic origin leads to the appearance of maximum with shorter periods about 10 and 22 min in the spectrum of ionosphere fluctuations. Observations of phase and amplitude fluctuation of the radio wave reflected from the ionosphere during growth of seismic activity are confirmed with the results of considered model.