

## МОГУТ ЛИ РАДИОАКТИВНЫЕ ЭМАНАЦИИ В СЕЙСМОАКТИВНОМ РЕГИОНЕ ВОЗДЕЙСТВОВАТЬ НА АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И ИОНОСФЕРУ?

© 2022 г. В. В. Сурков<sup>1, 2, \*</sup>, В. А. Пилипенко<sup>1</sup>, А. С. Силина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк, Россия

\*E-mail: surkovvdim@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

После доработки 26.11.2021 г.

Принята к публикации 30.11.2021 г.

Аномальные вариации эмиссии радона из почвы иногда наблюдаются до и после сильных землетрясений. В данной работе мы теоретически анализируем известную гипотезу о том, что эти вариации радиоактивных эманаций в приповерхностном слое атмосферы вызывают вариации вертикального фонового тока в атмосфере с последующими изменениями электронной плотности  $n_e$  в нижней ионосфере. Для этого сначала оценим связь вариаций эмиссии радона с вертикальным атмосферным током, текущим в ионосфере. Затем в работе решается модельная задача о пространственном распределении возмущений плотности плазмы и электрического поля, возникающих в  $E$ -слое ионосферы под действием втекающего вертикального тока. При этом считалось, что ток, текущий в этот слой, содержит только электронную составляющую и ослабляется только за счет рекомбинации электронов. Оценка максимального изменения  $n_e$  по крайней мере на 3–5 порядков меньше наблюдаемых аномальных вариаций, что позволяет сделать вывод о неправдоподобности данной гипотезы.

*Ключевые слова:* ионосфера, атмосфера, землетрясение, атмосферное электричество, эмиссия радона.

**DOI:** 10.31857/S0002333722030097

### ВВЕДЕНИЕ: ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ СЕЙСМОИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ

Динамика ионосферной плазмы очень чувствительна даже к относительно слабым возмущениям электрического поля и движениям нейтрального газа. Поэтому мониторинг ионосферы может быть эффективным средством для обнаружения крупномасштабных возмущений, возможно связанных с различными стадиями сейсмического процесса. Реакция ионосферы на сейсмический толчок и сейсмические волны Рэлея, обусловленная акустико-гравитационными волнами (АГВ), в настоящее время является хорошо известным эффектом и стала физической основой “ионосферной сейсмологии” (см, например [Astafyeva, 2019]). В то же время физическая интерпретация некоторых аномальных ионосферных возмущений, которые можно рассматривать в качестве предвестников землетрясений, до сих пор остается под вопросом и является нерешенной проблемой. Кроме того, в большинстве работ возможные механизмы литосферно-ионосферных связей рассматриваются только качественно, отсутствуют даже грубые модели, позволяющие

дать количественную оценку возможным эффектам. Поэтому разработку таких оценочных моделей мы считаем исключительно важной, т.к. это позволит резко сузить круг поисков возможных направлений изучения сейсмоионосферных связей. Предложено несколько каналов воздействия процессов в литосфере и атмосфере на ионосферу [Сурков, 2000; Molchanov, Hayakawa, 2008; Surkov, Hayakawa, 2014].

– “Акустический” – через АГВ в нейтральной атмосфере [Gokhberg et al., 1994; Klimenko et al., 2011]. Предположительно АГВ могут возбуждаться как во время сейсмических событий, так и до них в результате нестационарного выхода газовых эманаций из земной коры или нерегулярного нагрева приземного слоя атмосферы [Mareev et al., 2002]. По мере распространения АГВ на ионосферные высоты амплитуда скорости движения газа в волне нарастает из-за экспоненциального падения плотности атмосферы с высотой. При проникновении в ионосферу АГВ будет вызывать вариации токов и плотности ионосферной плазмы. Однако возможность появления предсейсми-

ческих АГВ еще не нашла прямых наблюдательных подтверждений.

– “Электростатический” – через крупномасштабное электростатическое поле. Еще в ранних исследованиях сейсмоионосферных связей было высказано предположение, что ионосферные возмущения, возможно связанные с надвигающимися землетрясениями, могут быть вызваны влиянием на ионосферу крупномасштабного сейсмогенного электрического поля [Гохберг и др., 1985]. Подобным образом электрически заряженные грозовые облака могут воздействовать на ионосферу [Park, Dejnakarindra, 1973]. Однако ослабление статического электрического поля между приземной атмосферой и ионосферой слишком велико, чтобы можно было ожидать какого-либо ионосферного отклика на приземные возмущения [Денисенко, 2015]. Тем не менее, полностью исключить возможность этого канала литосферно-ионосферных связей нельзя, т.к. нестационарность источника и анизотропия проводимости резко повышают эффективность просачивания атмосферного поля в ионосферу [Kim et al., 2017]. Хотя сообщения о возмущениях атмосферного электрического поля в сейсмоактивных регионах время от времени появляются [Руленко и др., 1992; 2019], до сих пор нет надежных наблюдательных подтверждений существования таких глобальных возмущений электрического поля перед сейсмическими событиями.

– “Токовый” – через воздействие токов, втекающих в ионосферу. Было высказано предположение, что аномальные изменения в ионосфере связаны с усилением эманации радона ( $Rn$ ) из почвы. Повышение концентрации  $Rn$  у поверхности земли в несколько раз по сравнению с фоновым значением наблюдалось до появления некоторых сильных землетрясений [Virk, Singh, 1994; Inan et al., 2008; Giuliani, Fiorani, 2009; Yasuoka et al., 2009], хотя некоторые исследователи не обнаружили каких-либо статистически значимых изменений концентрации  $Rn$  перед землетрясениями [Pitari et al., 2014; Cigolini et al., 2015].  $\alpha$ -частицы, образовавшиеся в результате радиоактивного распада атомов  $Rn$ , вносят значительный вклад в ионизацию воздуха только в приповерхностном слое атмосферы, поскольку активность и концентрация  $Rn$  быстро убывают с высотой [Тверской, 1962; Zhang et al., 2011]. Аномальный ток над сейсмическим очагом может возникать из-за модуляции радиоактивными эманациями проводимости воздуха и тем самым – атмосферного тока хорошей погоды между ионосферой и Землей [Мартыненко и др., 1994; Fuks et al., 1997; Harrison et al., 2013; Surkov, 2015]. Формально, этот механизм подобен “орографическому эффекту” в физике атмосферного электричества – изменению электрического поля и тока над горными массивами [Tzur et al., 1985].

Также сейсмические события предположительно вызывают появление восходящих потоков заряженных аэрозолей, которые могут переносить электрическое поле и ток из приземной атмосферы в нижнюю ионосферу [Pulinets, Boyarchuk, 2004; Klimenko et al., 2011; Sorokin, Nayakawa, 2014]. Отметим, что прямых наблюдений подобных восходящих потоков не имеется. Основная проблема этой гипотезы заключается в том, что из-за большой массы аэрозолей трудно объяснить их вынос на высоты более 10 км. Поэтому для объяснения ионосферных аномалий, которые могут быть связаны с сейсмическими событиями, приходится допускать наличие больших “аэрозольных” токов и сторонних электрических полей, которые на много порядков превышают наблюдаемые значения этих величин в нижней атмосфере.

Ранние исследования выявили случаи образования аномалий плотности плазмы над эпицентром надвигающихся землетрясений с использованием вертикального зондирования ионосферы или данных низкоорбитальных спутников (собранные в книге [Pulinets, Boyarchuk, 2004]). Из-за редкого совпадения таких наблюдений с районом сейсмической активности эти результаты остаются непроверенными, хотя и многообещающими догадками. Гораздо больший материал для изучения сейсмоионосферных связей предоставляют современные средства непрерывного мониторинга состояния ионосферы.

Изменения фазы и амплитуды сверхдлинных волн (СДВ) (3–30 кГц), распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера вдоль трасс над очагом подготовки землетрясения, использовались для поиска ионосферных предвестников землетрясения. Такие фазовые и амплитудные аномалии действительно были обнаружены за 3–6 дней до некоторых землетрясений [Rozhnoi et al., 2004; 2009; Nayakawa et al., 2010]. Изменения амплитуды и фазы принимаемого СДВ сигнала могут быть связаны с локальным изменением плотности нижних слоев ионосферы в первой зоне Френеля над местом землетрясения. По мнению [Harrison et al., 2010] именно аномальный вертикальный ток над местом выхода радиоактивных эманаций может быть причиной смещения верхней стенки волновода, приводящего к СДВ аномалиям.

Гораздо большие возможности мониторинга практически всей ионосферы открылись с появлением глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), таких как GPS, ГЛОНАСС и др. Средства ГНСС предоставляют информацию о вариациях интегрального вдоль радиолуча параметра – полного электронного содержания (ПЭС). Постоянно расширяющиеся наблюдения ПЭС становятся глобальным методом мониторинга ионосферного отклика на восходящие АГВ, генерируемые сейсмическими волнами [Occhipinti

et al., 2013] и цунами [Шалимов и др., 2019; Сорokin и др., 2019; Sorokin et al., 2019]. Легкая доступность огромного количества данных ПЭС вызвала всплеск исследований, направленных на поиск ионосферных предвестников землетрясений. На основе анализа этих данных появились сообщения об аномальных вариациях ПЭС, наблюдавшихся за несколько дней до землетрясения [Pulinets, Ouzounov, 2011; Nenovski et al., 2015], хотя многие исследователи сомневаются в наличии предвестников землетрясений в ионосфере и считают заявленные эффекты сомнительными. В качестве возможного механизма возмущения ПЭС предполагалось, что локальное возмущение электрического поля в *E*-слое ионосферы сносится в *F*-слой и приводит к изменению плотности плазмы и ПЭС в верхней ионосфере [Klimenko et al., 2011].

Одним из возможных механизмов литосферно-ионосферных связей предположительно является изменение проводимости воздуха в нижних слоях атмосферы под действием повышенной эманации радона из почвы в сейсмически активных районах до и после землетрясения. На этом предположении основана гипотеза о том, что усиление радиоактивных эманаций приводит к изменениям фонового атмосферного тока, протекающего в глобальной электрической цепи, что, в свою очередь, может приводить к вариациям концентрации электронов в ионосфере. На основании этой гипотезы качественно интерпретировались предвестниковые аномалии в нижней [Rapoport et al., 2004; Harrison et al., 2010; 2013] и верхней [Ouzounov et al., 2011; Pulinets, Davidenko, 2014] ионосфере. Однако пока нет теоретических оценок, которые могли бы подтвердить или опровергнуть эту гипотезу. Основная цель этого исследования – проверить данную гипотезу и оценить, может ли влияние радона на проводимость воздуха в нижних слоях атмосферы вызвать аномалии в ионосфере, которые можно связать с сейсмическими событиями.

### МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Основными источниками ионизации воздуха в нижних слоях атмосферы являются космические лучи и радиоактивные элементы, в основном тяжелый газ радон, проникающий из почвы в атмосферу. Ионизация воздуха из-за радиоактивного распада радона приводит к появлению свободных электронов. Время жизни свободных электронов очень мало, поскольку электроны быстро присоединяются к нейтральным молекулам за время порядка 1 нс. Поэтому проводимость воздуха в нижнем слое атмосферы, в основном, определяется наличием легких и кластерных ионов и частично – заряженными аэрозолями. Концентрация радона быстро падает с высотой, так что его

влияние на ионизацию и проводимость воздуха становится незначительным на высоте более нескольких километров.

Предположим, что фоновый атмосферный ток направлен вертикально вверх вдоль оси *z*. Плотность этого тока  $J_z$  определяется законом Ома  $J_z = -\sigma_a d\phi/dz$ , где  $\sigma_a$  – проводимость воздуха, а  $\phi$  – электрический потенциал. Используя этот закон, выразим плотность атмосферного тока через разность потенциалов  $\phi_a$  между ионосферой и землей, а также через полное электрическое сопротивление  $R$  вертикального атмосферного столба воздуха с единичным сечением и высотой  $h$ , равной расстоянию между землей и нижней кромкой ионосферы:

$$J_a = |J_z| = \frac{\phi_a}{R}, \quad R = \int_0^h \frac{dz}{\sigma_a(z)}. \quad (1)$$

Теоретические оценки показывают, что интегральное сопротивление атмосферы уменьшится на 10–20%, если произойдет локальное увеличение концентрации радона у поверхности земли в 2–3 раза [Harrison et al., 2010; Surkov, 2015]. Именно такие изменения в концентрации радона наблюдались, например, за два месяца до землетрясения в Кобе с магнитудой  $M_w = 6.9$ , произошедшего 17.01.1995 г. [Yasuoka et al., 2009].

Из формулы (1) следует, что при заданной величине  $\phi_a$  малые вариации сопротивления вертикального столба воздуха  $\delta R$  и плотности фонового атмосферного тока  $\delta J_a$  связаны соотношением  $\delta J_a/J_a = -\delta R/R$ . Таким образом, уменьшение сопротивления ( $\delta R < 0$ ) влечет за собой соответствующее увеличение плотности фонового атмосферного тока.

Вертикальный атмосферный ток, поступающий через нижнюю границу ионосферы, частично растекается по проводящему *E*-слою ионосферы и частично просачивается в *F*-область. Вначале исследуем распределение полей и токов в *E*-слое ионосферы. Для этого рассмотрим простую плоско-слоистую модель ионосферы и магнитосферы, в которой геомагнитное поле  $\mathbf{B}_0$  направлено вдоль вертикальной оси *z*, а *E*-область ионосферы располагается в слое  $0 < z < l$ .

Предположим, что возрастание активности радона из почвы вызывает вариацию плотности атмосферного тока  $\delta J_a$ . Эта вариация тока втекает вдоль оси *z* в ионосферу через ее нижнюю границу ( $z = 0$ ). Рассмотрим стационарную задачу, в которой токи и электрические поля не зависят от времени. Распределение плотности тока на нижней границе ионосферы зададим в следующем виде:

$$\delta J_a(r, 0) = \delta J_{\max} \exp(-r^2/r_0^2), \quad (2)$$

где:  $r$  – полярный радиус;  $r_0$  – характерный поперечный размер тока  $\delta J_a$ , равный по порядку величины размеру сейсмически активной области или ширины разлома, т.е. величины порядка сотен км.

Закон Ома для плотности тока  $\delta \mathbf{J}$  и электрического поля  $\mathbf{E}$  в анизотропнопроводящем  $E$ -слое ионосферы имеет вид:

$$\delta \mathbf{J} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{E}_{\perp}) / B_0, \quad (3)$$

где:  $\sigma_{\parallel}$  – продольная проводимость ионосферной плазмы;  $\sigma_P$  и  $\sigma_H$  – проводимости Педерсена и Холла соответственно;  $\mathbf{E}_{\parallel}$  и  $\mathbf{E}_{\perp}$  обозначают параллельную и перпендикулярную компоненты электрического поля по отношению к геомагнитному полю  $\mathbf{B}_0$ . Для упрощения задачи предполагается, что компоненты проводимости ионосферной плазмы постоянны в пределах  $E$ -слоя ионосферы и равны их средним по толщине слоя значениям. Эта задача является осесимметричной, поскольку локальное геомагнитное поле  $\mathbf{B}_0$  направлено вдоль вертикальной оси  $z$ , а функция  $\delta J_a$  зависит только от  $r$ . Поэтому в дальнейшем используем цилиндрическую систему координат, в которой все функции не зависят от азимутального угла  $\varphi$ . Тогда проекции вектора  $\delta \mathbf{J}$  на орты цилиндрической системы координат имеют вид:

$$\delta J_z = \sigma_{\parallel} E_z, \quad \delta J_r = \sigma_P E_r, \quad \delta J_{\varphi} = \sigma_H E_r, \quad (4)$$

где  $E_z$  и  $E_r$  – вертикальная и горизонтальная проекции вектора напряженности электрического поля. Подставляя проекции вектора плотности тока (4) в уравнение непрерывности тока  $\nabla \cdot \delta \mathbf{J} = 0$ , получим:

$$\sigma_{\parallel} \frac{\partial E_z}{\partial z} + \sigma_P \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) = 0. \quad (5)$$

Кроме того, в стационарном случае выполняется уравнение  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ , откуда следует, что

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0. \quad (6)$$

Заметим, что в рассматриваемом здесь случае вертикального поля  $\mathbf{B}_0$  проводимость Холла не входит в уравнения (5) и (6), и, следовательно, не влияет на электрическое поле. Тем не менее, эта проводимость оказывает влияние на азимутальный ток  $\delta J_{\varphi}$ .

На нижней границе ионосферного  $E$ -слоя должна быть непрерывна нормальная составляющая плотности тока. Отсюда следует граничное условие:  $\delta J_z(r, 0) = \delta J_a(r, 0)$ , где  $\delta J_a(r, 0)$  означает плотность атмосферного тока, втекающего в ионосферу, которая определяется соотношением (2). Для того, чтобы оценить максимальный эффект в  $E$ -слое, будем вначале пренебрегать током, вытекающим в  $F$ -слой, т.е. будем предполагать,

что на верхней границе  $E$ -слоя выполняется условие:  $\delta J_z(r, l) = 0$ . Решение этой задачи, полученное с помощью преобразования Ганкеля по параметру  $r$ , см. в Приложении.

## ОЦЕНКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ВАРИАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ

В этом разделе мы исследуем вопрос о том, как изменения атмосферного фонового тока связаны с концентрацией электронов в  $E$ -слое ионосферы. Решение задачи о распределении электрического поля в области  $E$ -ионосферы ( $0 < z < l$ ) находим, применяя обратное преобразование Ганкеля к соотношению (A8). Радиальная составляющая электрического поля запишется в виде:

$$E_r = \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \int_0^{\infty} \frac{\cosh\{\lambda(l-z)\}}{\lambda \sinh(\lambda l)} \times \exp\left(-\frac{kr_0^2}{4}\right) J_1(kr) k^2 dk, \quad (7)$$

где:  $J_1(kr)$  обозначает функцию Бесселя первого рода;  $\lambda = k(\sigma_P/\sigma_{\parallel})^{1/2}$ . Интегральная сумма в формуле (7) набирается в основном в интервале  $0 \leq k < k_0 = 2/r_0$ , поскольку при  $k \gg k_0$  подынтегральная функция быстро убывает из-за экспоненциально уменьшающегося множителя  $\exp(-k^2 r_0^2/4)$ . Теперь оценим величину аргументов гиперболических функций в соотношении (7) для интервала  $0 < k < k_0$ . Выбирая следующие численные значения параметров:  $r_0 = 100$  км,  $l = 30$  км,  $\sigma_{\parallel} = 0.1$  См/м,  $\sigma_P = 10^{-4}$  См/м (ночные условия), получаем неравенство:  $\lambda l < (2l/r_0)(\sigma_P/\sigma_{\parallel})^{1/2} \approx 0.02$ . Это означает, что подынтегральную функцию (7) можно упростить, полагая, что  $\cosh\{\lambda(l-z)\} \approx 1$  и  $\sinh(\lambda l) \approx \lambda l$ . Тогда в первом приближении получаем:

$$E_r \approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\Sigma_P} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right) J_1(kr) dk, \quad (8)$$

где  $\Sigma_P = \sigma_P l$  – интегральная проводимость Педерсена  $E$ -слоя. Заметим, что в этом приближении  $E_r$  зависит только от радиуса  $r$ , а зависимость от  $z$  появляется в следующем приближении.

Аналогичным образом можно упростить выражение для вертикальной компоненты электрического поля. В первом приближении получаем:

$$E_z \approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \left(1 - \frac{z}{l}\right) \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right) J_0(kr) k dk. \quad (9)$$

Интегралы (8) и (9) сводятся к табличным [Градштейн, Рыжик, 2007]. В результате получим:

$$\begin{aligned} E_r &\approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2r \Sigma_p} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right\}, \\ E_z &\approx \frac{\delta J_{\max}}{\sigma_{\parallel}} \left(1 - \frac{z}{l}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что приближенные решения (10) удовлетворяют исходным уравнениям (5), (6).

Анализ формул (10) показывает, что максимальные значения  $E_r$  и плотности радиального тока  $\delta J_r$  достигаются при  $r \approx 1.2r_0$ . Наибольшие значения этих величин линейно зависят от амплитуды втекающего атмосферного тока  $\delta J_{\max}$  и характерного размера  $r_0$  возмущенной области:  $E_{r\max} \approx 0.32\delta J_{\max} r_0 / \Sigma_p$  и  $\delta J_{r\max} \approx 0.32\delta J_{\max} r_0 / l$ . Продольное поле  $E_z$  практически исчезает в ионосфере из-за высокой проводимости плазмы вдоль геомагнитного поля ( $\sigma_{\parallel} \rightarrow \infty$ ).

Атмосферный ток вблизи нижней границы ионосферы переносится, в основном, свободными электронами, так как их подвижность намного больше подвижности ионов. В  $E$ -слое ионосферы дрейфовое движение электронов и ионов, а также их вклады в полный ток различаются, поскольку электроны замагничены, а ионы — нет. Ниже мы оценим максимальные значения вариаций электрического поля и концентрации электронов в нижней ионосфере, связанные с этим эффектом.

Рассмотрим простую модель ионосферной плазмы, состоящей из электронов и однозарядных положительных и отрицательных ионов и нейтральных молекул одного типа. Изменение концентрации электронов в ионосфере  $n_e$  описывается балансным уравнением:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \gamma_c - \alpha n_e n_+ - \nu_a n_e + e^{-1} \nabla \cdot \mathbf{j}_e + \nabla \cdot (D_e \nabla n_e). \quad (11)$$

Здесь:  $\gamma_c$  — скорость образования электрон-ионных пар под действием коротковолновой радиации и космических лучей;  $n_+$  — плотность положительных ионов;  $\alpha$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации;  $\nu_a$  — частота прилипания электронов к нейтральным молекулам;  $e$  — элементарный заряд;  $\mathbf{j}_e$  — плотность тока электронов;  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов. Все перечисленные выше коэффициенты зависят от высоты  $z$ . На высотах  $E$ -слоя убыль электронов определяется, в основном рекомбинацией электронов с ионами [Kelley, 1989]. Поэтому в уравнении (11) будем пренебрегать прилипанием электронов к молекулам воздуха и диффузией электронов, т.е. слагаемыми  $\nu_a n_e$  и  $\nabla \cdot (D_e \nabla n_e)$ . При

этом из условия квазинейтральности плазмы следует, что  $n_+ \approx n_e$ .

Рассмотрим стационарный случай, когда в уравнении (11) можно пренебречь производной по времени. В этом приближении из уравнения (11) следует, что малые вариации плотности электронного тока  $\delta \mathbf{j}_e$  и концентрации электронов  $\delta n_e$  связаны соотношением:

$$\delta n_e \approx \frac{1}{2\alpha n_e} \nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e. \quad (12)$$

Это соотношение описывает возмущение плотности ионосферной плазмы, возникающее при втекании стационарного тока в  $E$ -слой, его растекание по слою и ослабление из-за рекомбинации. Компоненты вектора  $\delta \mathbf{j}_e$  можно найти из формул:  $\delta j_{ez} = \sigma_{e\parallel} E_z$  и  $\delta j_{er} = \sigma_{eP} E_r$ , где  $\sigma_{e\parallel}$  и  $\sigma_{eP}$  обозначают составляющие продольной и перпендикулярной проводимости плазмы, обусловленные движением только электронов. Заметим, что компоненты проводимости, входящие в ток в формуле (10), определяются вкладом как электронов, так и ионов, т.е.  $\sigma_{\parallel} = \sigma_{e\parallel} + \sigma_{i\parallel}$  и  $\sigma_P = \sigma_{eP} + \sigma_{iP}$ , где индексы  $e$  и  $i$  относятся к электронам и ионам соответственно. При условии  $\delta n_e \ll n_e$ , вариации электронной концентрации мало отражаются на проводимости ионосферной плазмы. Поэтому в рамках принятой нами модели компоненты электронной и ионной проводимости имеют постоянные значения в пределах  $E$ -слоя ионосферы.

Выразим компоненты плотности тока электронов  $\delta j_{ez}$  и  $\delta j_{er}$  через составляющие электрического поля (10) и компоненты проводимости плазмы, а затем подставим их в уравнение (12). Тогда после ряда преобразований получим, что:

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta J_{\max} (\sigma_{e\parallel} \sigma_{iP} - \sigma_{i\parallel} \sigma_{eP})}{2\alpha e \sigma_{\parallel} n_e^2 \Sigma_p} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (13)$$

Эту формулу можно упростить, учитывая, что  $\sigma_{e\parallel} \gg \sigma_{i\parallel}$ , и, следовательно,  $\sigma_{\parallel} \approx \sigma_{e\parallel}$ . В результате получим, что:

$$\frac{\delta n_e}{n_e} \approx \frac{\delta J_{\max} \sigma_{iP}}{2\alpha e n_e^2 \Sigma_p} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (14)$$

Таким образом, пространственная структура возмущения концентрации электронов в  $E$ -слое ионосферы зависят от  $r$  приблизительно так же, как вариации атмосферного тока  $\delta J_a$ : эти вариации убывают в поперечном направлении с характерным масштабом  $r_0$  и имеют максимальные значения при  $r = 0$ . Из формулы (14) вытекает оценочное соотношение для возмущения плотности ионосферной плазмы:

$$\left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)_{\max} \approx \frac{\delta J_{\max} \sigma_{iP}}{2\alpha e l n_e^2 \sigma_p}, \quad (15)$$

где  $\sigma_p = \sigma_{eP} + \sigma_{iP}$ . Для численных оценок используем характерные значения параметров для  $E$ -слоя ночной ионосферы:  $\alpha = 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $n_e = 3.1 \times 10^9 \text{ м}^{-3}$ ,  $l = 50 \text{ км}$ ,  $\sigma_{iP} = 3 \times 10^{-6} \text{ См/м}$ ,  $\sigma_p = 5 \times 10^{-6} \text{ См/м}$  [Иванов-Холодный, 1990; Kelley, 1989]. Типичная величина плотности тока хорошей погоды порядка  $J_a = 2 \text{ пА/м}^2$ . В качестве аномальной вариации этого тока возьмем заметную величину 50% от фонового тока, т.е.  $\delta J_{\max} = 1 \text{ пА/м}^2$ . Из оценки (10) следует, что такой ток вызывает появление горизонтального электрического поля в ночном  $E$ -слое ( $\Sigma_p = 0.3 \text{ См}$ ) с величиной  $\sim 10^{-4} \text{ мВ/м}$  в области с масштабом  $r_0 = 100 \text{ км}$ . Подставляя параметры тока и ионосферы в оценочное соотношение (15), находим максимальное значение вариации электронной концентрации:  $(\delta n_e/n_e)_{\max} \approx 4 \times 10^{-5}$ . Для дневных параметров ионосферы относительное возмущение будет еще меньше.

В работе не учитывалось влияние токов, выходящих из  $E$ -области в  $F$ -область ионосферы и замыкающихся на магнито-сопряженную ионосферу. Оценки в рамках простейших моделей показывают, что учет этого влияния приводит к замене  $\Sigma_p$  в формуле (14) на сумму  $\Sigma_p + \bar{\Sigma}_p$ , где  $\bar{\Sigma}_p$  – интегральная проводимость Педерсена сопряженной ионосферы. Следовательно, относительная вариация концентрации электронов в  $E$ -слое, по-прежнему, очень мала.

В заключение сделаем несколько замечаний по поводу “радонового” эффекта в  $F$ -слое ионосферы. Если принять во внимание, что ток в  $F$ -слое должен быть конечным, то грубую оценку вариации концентрации электронов в этой области можно получить, используя формулу (12) с параметрами  $F$ -области:  $\alpha = 10^{-16} - 3 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$  и  $n_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ м}^{-3}$  (для ночных условий [Иванов-Холодный, 1990]). Продольная проводимость плазмы в данной области ионосферы намного больше поперечной проводимости, поэтому продольный ток электронов  $\delta j_{ez}$  проносится здесь практически без изменений, т.е.  $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e \approx 0$  и, следовательно, в первом приближении  $\delta n_e \approx 0$ . Если же допустить, что продольный ток в  $F$ -области по какой-то причине ослабляется, и использовать грубую оценку:  $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e \approx \delta J_{\max}/L$ , где  $L \approx 300 - 500 \text{ км}$  – характерный размер  $F$ -области, то из формулы (12) получим:  $(\delta n_e/n_e)_{\max} \approx 2 \times 10^{-8} - 10^{-3}$ . Несмотря на то, что эта оценка варьируется в столь широком диапазоне, относительная вариация электронной концентрации

очень мала. Следовательно, вариации эманации радона из почвы и связанные с ними изменения проводимости нижней атмосферы практически не сказываются на концентрации электронов и ПЭС ни в  $E$ -, ни в  $F$ -слоях ионосферы.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе изучалась правдоподобность гипотезы о том, что вариации эмиссии радона могут повлиять на вертикальный фоновый атмосферный ток, который, в свою очередь, приведет к вариациям плотности ионосферной плазмы. Для проверки этой гипотезы решена модельная задача о растекании и рекомбинации вертикального атмосферного тока в  $E$ -слое ионосферы и дана теоретическая оценка изменения электронной концентрации, связанного с этим эффектом. Теоретический анализ показал, что локальные вариации фонового тока, связанные с изменением концентрации радона в нижних слоях атмосферы, практически не влияют на распределение электронов в ионосфере. Например, вариации атмосферного тока величиной 50%, связанные с эмиссией радона, могут вызвать в ионосфере относительное изменение концентрации электронов  $(\delta n_e/n_e)_{\max} \sim 10^{-3} - 10^{-5}$ . Несмотря на то, что параметры ионосферы подвержены сильным изменениям в зависимости от времени суток, солнечной активности и т.п., оценки вариаций ионосферных параметров дают столь малые величины, что делает изучаемую гипотезу мало правдоподобной. Только уникально большие изменения интегральной проводимости атмосферы, например, в результате высотных ядерных взрывов, извержений вулканов, и над высокими горными массивами, могут вызвать изменения полей и плазмы в ионосфере [Пономарев и др., 2011].

Вывод о неправдоподобности данной гипотезы может быть подкреплён экспериментальными результатами работы [Schekotov et al., 2021], посвященной исследованию возможной связи между аномальными крайне-низкочастотными (КНЧ) вариациями электромагнитного поля Земли перед землетрясениями и пре-сейсмическими изменениями температуры воздуха, которые могли быть связаны с увеличением ионизации воздуха вследствие роста активности Rn в приземном слое атмосферы. Анализ наблюдательных данных показал отсутствие какой-либо корреляции между этими явлениями, поскольку ни положение проекции источника электромагнитных возмущений, ни время его появления не совпали с аналогичными параметрами температурных аномалий. Более того, даже более мощное ионизирующее излучение, вызванное катастрофой на атомной станции в Фукусиме, не привело к аномалиям электромагнитного поля в приземной

атмосфере [Schekotov et al., 2021]. Этот результат является естественным, поскольку ионизация сама по себе не приводит к образованию объемных зарядов в отсутствие сторонних сил. Возможный же механизм воздействия аномально сильной ионизации приземной атмосферы радиоактивными выбросами на ионосферу при авариях на атомных станциях требует отдельного рассмотрения [Боярчук и др., 2013].

В работе [Pulinets, Ouzounov, 2011] сделано предположение о том, что увеличение ионизации воздуха радиоактивным радоном приводит к накоплению зарядов на так называемых больших ионных кластерах (БИК), которые становятся центрами конденсации водяного пара в приземной атмосфере. Согласно их оценкам, конденсация пара на БИК будет сопровождаться выделением скрытой теплоты парообразования и интенсивным нагревом воздуха в нижней атмосфере, что приведет к росту средней температуры воздуха на 2–3 К. Эта гипотеза могла бы объяснить повышенный уровень уходящего вверх потока инфракрасного излучения, что иногда наблюдалось на спутниках над сейсмически активными районами [Tronin, 1996; Tramutoli et al., 2001; Surkov et al., 2006]. Тем не менее, теоретическая оценка показывает, что для объяснения этого эффекта в рамках данной гипотезы требуется нереально большая концентрация БИК [Surkov, 2015], а оценка реального теплового потока, связанного с “радоновым эффектом”, оказывается меньше величины, приведенной в работе [Pulinets, Ouzounov, 2011] на 10–12 порядков.

Таким образом, единственный значительный “радоновый эффект”, который может быть объяснен и подкреплён теоретическим анализом – это изменение электропроводности воздуха в нижних слоях атмосферы, а также снижение сопротивления вертикального столба воздуха на 10–15%. Аномальный рост концентрации радона, иногда наблюдаемый в сейсмически активных регионах, не может объяснить, по крайней мере в рамках рассмотренной выше гипотезы, наблюдаемые изменения ПЭС ионосферы.

Дополнительные ионосферные эффекты могут быть связаны с неоднородным распределением реальной невозмущенной ионосферной плазмы и наличием внешних ионосферных полей. Малые возмущения плазмы, обусловленные “радоновым” или каким-то другим эффектом, приведут к поляризации плазменных неоднородностей во внешнем электрическом поле и переносу поляризационного поля вдоль линий магнитной индукции в верхнюю ионосферу. В бесстолкновительной плазме верхней ионосферы даже слабое поле может вызвать смещение максимума  $F$ -слоя по высоте. Однако численная оценка этого эффекта требует отдельного рассмотрения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Применяя преобразование Ганкеля по  $r$  к уравнениям (5) и (6), получаем:

$$\sigma_{\parallel} e'_z + k \sigma_p e_r = 0, \tag{A1}$$

$$e'_r + k e_z = 0, \tag{A2}$$

где  $k$  – параметр преобразования Ганкеля, а штрихи обозначают производные  $z$ . Кроме того, здесь использованы следующие обозначения:

$$e_z(k, z) = \int_0^{\infty} E_z(r, z) J_0(kr) r dr, \tag{A3}$$

$$e_r(k, z) = \int_0^{\infty} E_r(r, z) J_1(kr) r dr,$$

где  $J_0(x)$  и  $J_1(x)$  – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков. Из уравнений (A1) и (A2), получаем:

$$e''_r - \lambda^2 e_r = 0, \tag{A4}$$

где  $\lambda = k(\sigma_p/\sigma_{\parallel})^{1/2}$ . Общее решение уравнения (A4) имеет вид:

$$e_r = c_1 \exp(\lambda z) + c_2 \exp(-\lambda z), \tag{A5}$$

где  $c_1, c_2$  – неопределенные коэффициенты.

На нижней границе  $E$ -слоя при  $z = 0$ , должна быть непрерывна нормальная составляющая плотности тока. Применяя преобразование Ганкеля к соотношению (2), запишем это граничное условие в следующем виде:

$$e'_r(k, 0) = -\frac{\delta j_{\max} k r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right). \tag{A6}$$

Вариация плотности вертикального тока  $\delta j_z$  обращается в нуль на верхней границе  $E$ -слоя  $z = l$ . Отсюда следует граничное условие  $e'_r(k, l) = 0$ . Подставляя решение (A5) для  $e_r$  в указанные выше граничные условия, приходим к системе алгебраических уравнений для коэффициентов  $c_1$  и  $c_2$ . Решение этой системы имеет вид:

$$c_{1,2} = \frac{\delta J_{\max} k r_0^2}{4\sigma_{\parallel} \lambda \sinh(\lambda l)} \exp\left(\mp \lambda l - \frac{k r_0^2}{4}\right). \tag{A7}$$

Подставляя эти коэффициенты в формулу (A5), получаем решение задачи:

$$e_r = \frac{\delta J_{\max} k r_0^2 \cosh\{\lambda(l-z)\}}{2\sigma_{\parallel} \lambda \sinh(\lambda l)} \exp\left(-\frac{k r_0^2}{4}\right). \tag{A8}$$

Вертикальная составляющая поля находится с помощью соотношения  $e_z = -e'_r/k$ . Окончательное решение задачи находится обратным преобразованием Ганкеля.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по госзаданию ИФЗ РАН и ИЗМИРАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боярчук К.А., Туманов М.В., Панфилова Е.И., Милосердова Л.В., Карелин А.В., Пулинец С.А., Узунов Д.* Дистанционный мониторинг обстановки окружающей среды вокруг атомных электростанций с космических аппаратов // *Геоматика*. 2013. № 1(18). С. 63–67.
- Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Гершензон Н.И., Пилипенко В.А.* Эффекты электромагнитной природы при разрушении земной коры // *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли*. 1985. Т. 1. С. 72–87.
- Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, рядов и произведений. 7-е изд. СПб.: БХВ-Петербург. 2011. 1232 с.
- Денисенко В.В.* Оценка степени проникновения электрического поля от земной поверхности до ионосферы // *Журн. физической химии*. 2015. Т. 34. № 10. С. 44–50.
- Иванов-Холодный Г.С.* Ионосфера. В кн. “Физическая энциклопедия”. Т. 2. М.: Советская энциклопедия. 1990. С. 212–215.
- Мартыненко С.И., Фукс И.М., Шубова Р.С.* Реакция нижней ионосферы на вариации приповерхностной проводимости атмосферы // *Геоматизм и Аэрномия*. 1994. Т. 34. № 2. С. 121–129.
- Пономарев Е.А., Чернева Н.В., Фирстов П.П.* Формирование локального электрического поля атмосферы под влиянием факторов ионизации // *Геоматизм и аэрномия*. 2011. Т. 51. № 3. С. 405–411.
- Руленко О.П., Иванов А.В., Шумейко А.В.* Краткосрочный атмосферно-электрический предвестник землетрясения Камчатского 6 марта 1992 г.,  $M = 6.1$  // *Докл. РАН*. 1992. Т. 326. Вып. 6. С. 980–982.
- Руленко О.П., Марапулец Ю.В., Кузьмин Ю.Д., Солодчук А.А.* Совместное возмущение геоакустической эмиссии, радона, торона и атмосферного электрического поля по данным наблюдений на Камчатке // *Физика Земли*. 2019. № 5. С. 76–86. <https://doi.org/10.31857/S0002-33372019576-86>
- Сорокин В.М., Яценко А.К., Сурков В.В.* Генерация геомагнитных возмущений в ионосфере волной цунами // *Геоматизм и аэрномия*. 2019. Т. 59. № 2. С. 236–248. <https://doi.org/10.1134/S0016794019020135>
- Сурков В. В.* Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. М.: МИФИ. 2000. 448 с.
- Тверской П.Н.* Курс метеорологии (физика атмосферы). Л.: Гидрометеоиздат. 1962. 700 с.
- Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В.* Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // *Физика Земли*. 2019. №1. С. 199–213.
- Astafyeva E.* Ionospheric detection of natural hazards // *Reviews of Geophysics*. 2019. V. 57. P. 1265–1288. <https://doi.org/10.1029/2019RG000668>
- Cigolini C., Laiolo M., Coppola D.* The LVD signals during the early-mid stages of the L’Aquila seismic sequence and the radon signature of some aftershocks of moderate magnitude // *J. Environ. Radioactiv.* 2015. V. 139. P. 56–65. <https://doi.org/10.1016/j.jenvrad.2014.09.017>
- Fuks I.M., Shubova R.S., Martynenko S.I.* Lower ionosphere response to conductivity variations of the near-earth atmosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 1997. V. 59. P. 961–965. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(96\)00069-7](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(96)00069-7)
- Giuliani G., Fiorani A.* L’Aquila 2009 la mia verità sul terremoto. Rome: Castelvecchi Editore. 2009. 166 p.
- Gokhberg M.B., Nekrasov A.K., Shalimov S.L.* A new approach to the problem of the lithosphere-ionosphere coupling before the earthquakes. *Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction* / M. Hayakawa and Y. Fujinawa (eds.) Tokyo: Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). 1994. P. 619–625.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J.* Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Physics*. 2010. V. 72. P. 376–381.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J.* Earthquake-cloud coupling through the global atmospheric electric circuit // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. Discuss.* 2013. V. 1. P. 7271–7283. <https://doi.org/10.5194/nhessd-1-7271-2013>
- Hayakawa M., Kasahara Y., Nakamura T., Hobara Y., Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O.A.* On the correlation between ionospheric perturbations as detected by subionospheric VLF/LF signals and earthquakes as characterized by seismic intensity // *J. Atmos. Sol.-Terr. Physics*. 2010. V. 72. P. 982–987.
- Inan S., Akgül T., Seyis C., Saatçılar R., Baykut S., Ergintav S., Bas M.* Geochemical monitoring in the Marmara region (NW Turkey): a search for precursors of seismic activity // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. B03401. <https://doi.org/10.1029/2007JB005206>
- Kelley M.C.* The Earth’s ionosphere. Plasma physics and electrodynamic. Academic press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich. 1989.
- Kim V.P., Hegai V.V., Liu J.Y., Ryu K., Chung J.-K.* Time-varying seismogenic coulomb electric fields as a probable source for pre-earthquake variation in the ionospheric F2-layer // *J. Astron. Space Sci.* 2017. V. 34(4). P. 251–256. <https://doi.org/10.5140/JASS.2017.34.4.251>
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharenkova I.E., Pulnits S.A., Zhao B., Tsidilina M.N.* Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008. // *J. Adv. Space Res.* 2011. V.48. № 3. P. 488–499. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.040>
- 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)* / Hayakawa M. (ed.). 2002. P. 335–342.
- Molchanov O.A., Hayakawa M.* *Seismo-Electromagnetics and Related Phenomena: History and Latest Results*. Tokyo: TERRAPUB. 2008. 189 p.
- Nenovski P.I., Pezzopane M., Cirraolo L., Vellante M., Villante U., De Lauretis M.* Local changes in the total electron content immediately before the 2009 Abruzzo earthquake // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55. P. 243–258. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.09.029>
- Occhipinti G., Rolland L., Lognonné P., Watada S.* From Sumatra 2004 to Tohoku-Oki 2011: The systematic GPS detection of the ionospheric signature induced by tsunami-genic earthquakes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2013. V. 118. P. 3626–3636. <https://doi.org/10.1002/jgra.50322>
- Ouzounov D., Pulnits S., Romanov A., Tsybulya K., Davidenko D., Kafatos M., Taylor P.* Atmosphere-ionosphere response to the M 9 Tohoku earthquake revealed by multi-instrument space-borne and ground observations: Preliminary results // *Earthq. Sci.* 2011. V. 24. P. 557–564.

- Park C.G., Dejnakintra M. Penetration of thunderclouds electric fields into the ionosphere and magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 6623–6633.
- Pitari G., Coppari E., De Luca N., Di Carlo P. Observations and box model analysis of radon-222 in the atmospheric surface layer at L'Aquila, Italy: March 2009 case study // *Environmental Earth Sciences*. 2014. V. 71. P. 2353–2359. <https://doi.org/10.1007/s12665-013-2635-1>
- Pulinets S.A., Boyarchuk K.A. Ionospheric Precursors of Earthquakes // Springer Verlag Publ. 2004. P. 131–171.
- Pulinets S., Ouzounov D. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling (LAIC) model – An unified concept for earthquake precursors validation // *J. Asian Earth Sci.* 2011. V. 41. P. 371–382.
- Pulinets S., Davidenko D. Ionospheric precursors of earthquakes and Global Electric Circuit // *Advances in Space Research*. 2014. V. 53. P. 709–723.
- Rapoport Y., Grimalsky V., Hayakawa M., Ivchenko V., Juarez-R D., Koshevaya S., Gotynyan O. Change of ionospheric plasma parameters under the influence of electric field which has lithospheric origin and due to radon emanation // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2004. V. 29. P. 579–587.
- Rozhnoi A., Solovieva M.S., Molchanov O.A., Hayakawa M. Middle latitude LF (40 kHz) phase variations associated with earthquakes for quiet and disturbed geomagnetic conditions // *Phys. Chem. Earth*. 2004. V. 29. P. 589–598.
- 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. Hazards Earth Syst. Sci.* 2009. V. 9. P. 1727–1732.
- Schekotov A., Hayakawa M., Potirakis S.M. Does air ionization by radon cause low-frequency atmospheric electromagnetic earthquake precursors? // *Nat. Hazards*. 2021. V. 106. P. 701–714. <https://doi.org/10.1007/s11069-020-04487-7>
- Sorokin V., Hayakawa M. Plasma and electromagnetic effects caused by the seismic-related disturbances of electric current in the global circuit // *Mod. Appl. Sci.* 2014. V. 8. № 4.
- Sorokin V.M., Yashchenko A.K., Surkov V.V. Geomagnetic field perturbations resulted from tsunami wave impact on the ionosphere // *Progress in Electromagnetics Research B*. 2019. V. 85. P. 49–63. <https://doi.org/10.2528/PIERB19050201>
- Surkov V.V., Pokhotelov O.A., Parrot M., Hayakawa M. On the origin of stable IR anomalies detected by satellite above seismo-active regions // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2006. V. 31. № 4–9. P. 164–171.
- Surkov V., Hayakawa M. Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Springer Geophysics Series, XVI, Springer. 2014. 486 p. <https://doi.org/10.1007/978-4-431-54367-1>
- Surkov V.V. Pre-seismic variations of atmospheric radon activity as a possible reason for abnormal atmospheric effects // *Annals of Geophysics*. 2015. V. 58. № 5. A0554. <https://doi.org/10.4401/ag-6808>
- Tramutoli V., Bello D., Pergola G.N., Piscitelli S. Robust satellite technique for remote sensing of seismically active areas // *Ann. Geofisica*. 2001. V. 44. P. 295–312.
- Tronin A.A. Satellite thermal survey – a new tool for the study of seismoactive regions // *Intern. J. Remote Sensing*. 1996. V. 17. P. 1439–1455.
- Tzur I., Roble R.G., Adams J.C. Atmospheric electric field and current configurations in the vicinity of mountains // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90(D4). P. 5979–5988. <https://doi.org/10.1029/JD090iD04p05979>
- Virk H.S., Singh B. Radon recording of Uttarkashi earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. P. 737–742.
- Yasuoka Y., Kawada Y., Nagahama H., Omori Y., Ishikawa T., Tokonami S., Shinogi M. Pre-seismic changes in atmospheric radon concentration and crustal strain // *Phys. Chem. Earth*. 2009. V. 34. P. 431–434.
- Zhang K., Feichter J., Kazil J., Wan H., Zhuo W., Griffiths A.D., Sartorius H., Zahorowski W., Ramonet M., Schmidt M., Yver C., Neubert R.E.M., Brunke E.-G. Radon activity in the lower troposphere and its impact on ionization rate: a global estimate using different radon emissions // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 7817–7838. <https://doi.org/10.5194/acp-11-7817-2011>

## Can Radioactive Emanations in a Seismically Active Region Affect Atmospheric Electricity and the Ionosphere?

V. V. Surkov<sup>a, b, \*</sup>, V. A. Pilipenko<sup>a</sup>, and A. S. Silina<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>b</sup>Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia

\*e-mail: surkovvadim@yandex.ru

Anomalous variations in radon emissions from the soil are sometimes observed before and after strong earthquakes. In this paper, we theoretically analyze the known hypothesis that these variations in radioactive emanations in the surface layer of the atmosphere cause variations in the vertical background current in the atmosphere with subsequent changes in the electron density  $n_e$  in the lower ionosphere. For this purpose, we will first assess the relation between radon emission variations and the vertical atmospheric current flowing into the ionosphere. Then we will solve a model problem concerning the spatial distribution of plasma density and electric field perturbations occurring in the  $E$ -layer of the ionosphere caused by an inflowing vertical current. It was believed that the current flowing into this layer contains only an electron component and is attenuated only by the recombination of electrons. The estimate of the maximum variation is at least orders of magnitude smaller than the observed anomalous variations, which allows us to conclude that this hypothesis is not plausible.

*Keywords:* ionosphere, atmosphere, earthquake, atmospheric electricity, radon emission