

УДК 551.594

ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ПОВЫШЕНИИ ЭМАНАЦИИ РАДОНА

© 2024 г. В. В. Денисенко^{1, *}, Н. В. Бахметьева^{2, **}

¹Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения
Российской академии наук (ИВМ СО РАН), Красноярск, Россия

²Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского (НИРФИ НГУ), Нижний Новгород, Россия

*e-mail: denisen@icm.krasn.ru

**e-mail: nv_bakhm@nirfi.unn.ru

Поступила в редакцию 05.02.2024 г.

После доработки 22.03.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

При эманации радона увеличивается проводимость в приземном слое воздуха, что вызывает изменение электрического поля не только в нижней части атмосферы, но и в ионосфере. Известны предложения об использовании таких ионосферных возмущений в качестве предвестников землетрясений. В работе рассчитаны ионосферные электрические поля в рамках квазистационарной модели атмосферного проводника, включающего ионосферу. Ранее нами было показано, что даже при экстремальной эманации радона возмущения электрического поля в E- и F-областях ионосферы получаются на несколько порядков меньше, чем предполагаемые предвестники землетрясений и чем обычно существующие там поля, создаваемые другими генераторами. В настоящей работе мы акцентируем внимание на D-области. В вертикальной компоненте напряженности электрического поля основным в D-области является вклад поля хорошей погоды. Показано, что в D-области вертикальная компонента электрического поля над районом интенсивной эманации радона может увеличиваться вдвое по сравнению с полем хорошей погоды. Построена детальная пространственная картина возмущений электрических полей и токов в атмосфере и в ионосфере над областью эманации радона.

DOI: 10.31857/S0016794024060081, EDN: QONXZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению литосферно-атмосферно-ионосферных связей посвящено множество исследований. В монографии [Pulinets et al., 2022] дан детальный обзор современного состояния исследований и утверждается, что вследствие эманации радона происходят значительные колебания проводимости в приземном слое атмосферы, которые приводят к изменениям ионосферного потенциала над районами, где ожидаются землетрясения, и что это является основным источником ионосферных аномалий над сейсмически активными районами. Согласно работам [Klimenko et al., 2011; Xu et al., 2011] для формирования наблюдаемых ионосферных аномалий перед землетрясениями требуется напряженность сейсмогенного электрического поля в ионосфере от 1 до 10 мВ/м. За счет дрейфа плазмы в скрещенных

электрическом и магнитном полях дополнительное электрическое поле с такой напряженностью должно приводить к значительным перераспределениям электронов и ионов и к образованию ионосферных неоднородностей.

Согласно общепринятой терминологии, ионосфера является верхней частью атмосферы. В нашей модели использованы разные методы при моделировании этих частей, и поэтому для краткости мы будем называть атмосферой только ее нижнюю часть, расположенную ниже начала ионосферы (ниже 60 км).

Повышение эманации радона за счет его радиоактивности приводит к увеличению проводимости в приземном слое воздуха. Из-за этого изменяются всегда существующие электрические поля и токи Глобальной электрической цепи

(ГЭЦ) [Мареев, 2010]. В настоящей работе построена математическая модель таких изменений.

Для получения верхней оценки возможных явлений мы используем приведенные в монографии [Pulinets et al., 2022] сведения о возможности увеличения в тысячу раз скорости образования пар ионов за счет эманации радона накануне землетрясений, от обычных $10^7 \text{ (м}^3\text{с)}^{-1}$ до $10^{10} \text{ (м}^3\text{с)}^{-1}$. Аналогичные результаты получены в статье [Golubenko et al., 2020]. В статье [Harrison et al., 2010] проанализировано соответствующее увеличение проводимости воздуха. Показано, что при больших концентрациях радона она увеличивается пропорционально корню квадратному из скорости образования пар ионов, то есть возможно тридцатикратное увеличение проводимости.

Увеличение проводимости в некоторой области приводит к увеличению электрического тока хорошей погоды из ионосферы в атмосферу в окрестности этой области. Для обеспечения этого дополнительного тока необходим замыкающий его ионосферный ток, а значит, необходимо дополнительное ионосферное электрическое поле. В работах [Сурков и др., 2022; Denisenko et al., 2023] показано, что возмущения электрического поля и электронной концентрации в E- и F-областях ионосферы даже при экстремальной эманации радона на несколько порядков меньше, чем предполагаемые предвестники землетрясений.

В статье [Harrison et al., 2010] предложена гипотеза об увеличении высоты нижней границы D-области за счет увеличения плотности вертикального атмосферного тока над районом эманации радона. Представленные в настоящей статье результаты расчетов показывают, что эманация радона приводит к изменениям электрического поля и плотности тока в D-области, и дают величину этих изменений. Оценки изменения высоты границы на 10–12 км сделаны в статье [Harrison et al., 2010] в упрощенном виде, без учета химических реакций, ионизации, рекомбинации и диффузии. В связи с этим отметим, что исследования вариаций параметров D-области проводятся разными методами, как в естественной, так и в искусственно-возмущенной ионосфере, в том числе, во время затмений Солнца и в заходно-восходные часы, когда высота ее нижней границы существенно меняется [Беликович и Бенедиктов, 2002; Беликович и др., 1999, 2004; Бахметьева и др., 2016, 2017].

Решение поставленной задачи и полученные модельные поля можно использовать в общих атмосферионосферных моделях. С их помощью можно будет получить возмущения всех параметров среды и проанализировать их, что, вероятно,

позволит обнаружить ионосферные предвестники землетрясений в D-области ионосферы.

2. УРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Пространственное распределение электрического поля и тока в атмосфере и в ионосфере мы находим, решая квазистационарное уравнение электропроводности [Molchanov and Hayakawa, 2008]:

$$-\text{div}(\hat{\sigma} \text{grad } V) = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости; V – электрический потенциал, через который выражаются напряженность электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ и плотность тока $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}$. Тензор проводимости $\hat{\sigma}$ в ионосфере является гиротропным тензором с компонентами, которые называются проводимостями Педерсена σ_P , Холла σ_H и продольной $\sigma_{\parallel}$. В атмосфере ниже 50 км он становится скалярным, и при описании локальных явлений зависит только от высоты z . Используемая нами функция $\sigma(z)$ для высот до 50 км построена в работе [Denisenko et al., 2019] как некоторое среднее известных эмпирических моделей. Выше 65 км (E- и F- области ионосферы) днем (или 90 км ночью) наша модель проводимости построена на базе эмпирических моделей IRI-2016 [Bilitza et al., 2017], MSIS 1990 E [Hedin, 1991], IGRF [Thebault et al., 2015]. Используемые расчетные формулы для вычисления проводимости приведены Denisenko et al. [2008], однако список учтенных компонент ионосферной среды в настоящих расчетах расширен. В E- и F-областях наряду с электронами учтен вклад в проводимость основных ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , H^+ , He^+ , а для вычисления частот столкновения использованы концентрации основных нейтралов O , O_2 , N_2 , N , H , He . Необходимые формулы для вычисления частот столкновения взяты из монографии [Фаткуллин и др., 1981].

Следует отметить, что для D-области, и то, только для ее дневной части, модель IRI-2016 дает концентрацию электронов, не описывая концентрации ионов. Но именно электроны, а не ионы, вносят основной вклад в проводимость среды в D-области [Фаткуллин и др., 1981]. Полученные проводимости в D-области соответствуют типичным значениям проводимостей, приведенным Фаткуллин и др. [1981].

В интервале высот $50 < z < 65$ км днем (или $50 < z < 90$ км ночью) атмосферное и ионосферное распределения проводимостей объединены с помощью гладкой интерполяции. Для рассматриваемого случая оказалось, что в интервале $50 < z < 60$

σ_P и $\sigma_{\parallel}$ практически совпадают, и поэтому построенная по правилам [Denisenko et al., 2008] $\sigma_H = 0$, то есть фактически проводимость воздуха скалярна от земли до высоты 60 км. В обзорах [Мареев, 2010; Siingh et al., 2005] скалярное приближение используется вплоть до высоты 70 км.

Высотные профили полуденных проводимостей над Камчаткой, полученные при высокой солнечной активности (индекс $F10.7 = 130$) в период весеннего равноденствия, показаны на рис. 1. Следует отметить, что использованные эмпирические модели, в особенности, модель IRI, дают усредненные значения, поэтому результаты построенной на их базе модели могут существенно отличаться от реальных значений в конкретные моменты времени.

Поскольку рассматриваются локальные явления, пренебрегаем кривизной поверхности Земли и используем декартовы координаты x, y, z с осью z , направленной вверх, и осью x , направленной вдоль проекции вектора магнитной индукции в направлении экватора. Магнитное наклонение обозначаем через α .

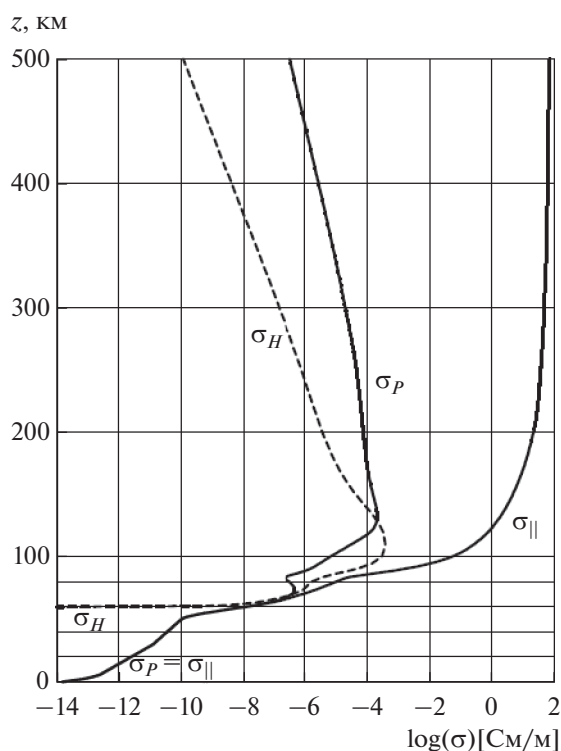


Рис. 1. Высотные профили компонент тензора проводимости в полдень весеннего равноденствия над Камчаткой при высокой солнечной активности (индекс $F10.7 = 130$).

Поверхность Земли считаем эквипотенциальной, поскольку проводимости почвы и многих минералов на много порядков больше проводимости воздуха. Соответствующее граничное условие имеет вид:

$$V|_{z=0} = -V_0. \quad (2)$$

Значение константы V_0 мы определим позднее, исходя из плотности токов и напряженности электрического поля хорошей погоды (примерно 245 кВ в нашей модели), при равном нулю среднем значении потенциала в ионосфере:

$$\int V dx dy \Big|_{z=z_i} = 0, \quad (3)$$

где $z_i = 90$ км считаем нижней границей E-области ионосферы. Параметр V_0 обычно называют ионосферным потенциалом, полагая потенциал равным нулю на земле. Оказалось удобным взять нулевой уровень отсчета в ионосфере (3), тогда малые значения потенциала в ионосфере не теряются на фоне величины V_0 .

Поскольку мы рассматриваем явления на средних широтах, магнитные силовые линии приходят в ионосферу Северного полушария из сопряженной области в Южном полушарии. Выше F-области ионосферы ($z > 500$ км в нашей модели) задача существенно упрощается за счет малых проводимостей Педерсена и Холла и высокой продольной проводимости $\sigma_{\parallel}$, которую приближенно можно считать бесконечной. Тогда магнитосфера описывается простым условием равенства значений потенциала на концах каждой магнитной силовой линии в ионосфере, и сопряженная ионосфера и атмосфера под ней рассматриваются как продолжение ионосферы Северного полушария. Граничное условие под атмосферой Южного полушария также имеет вид (2).

При увеличении проводимости воздуха в области эманации радона увеличивается ток из ионосферы на землю через эту область. Обозначим это изменение тока δI . Символом δ будем обозначать возмущения, то есть отличия полученных значений от фоновых полей и токов хорошей погоды. При этом в силу закона сохранения заряда на величину δI должен уменьшиться глобальный ток хорошей погоды, для чего должно немного уменьшиться разность потенциалов земля–ионосфера.

Высотное распределение потенциала хорошей погоды $V_{fw}(z)$, описывающего поле хорошей погоды, мы строим до решения задачи. Рассматривая это поле как независимое от горизонтальных координат, получаем решение краевой задачи (1–3), содержащее один свободный параметр j_0 ,

который считаем положительным при направленном вниз токе хорошей погоды:

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0, \quad E_z = -j_0 / (\sigma_P \cos^2(\alpha) + \sigma_{\parallel} \sin^2(\alpha)), \\ j_x = (\sigma_{\parallel} - \sigma_P) \cos(\alpha) \sin(\alpha) E_z, \\ j_y = \sigma_H \cos(\alpha) E_z, \quad j_z = -j_0, \\ V_{fw}(z) = V_0 + \\ + j_0 \int_0^z (\sigma_P(z') \cos^2(\alpha) + \sigma_{\parallel}(z') \sin^2(\alpha))^{-1} dz'. \end{aligned} \quad (4)$$

На Северном магнитном полюсе магнитное наклонение $\alpha = 90^\circ$, и формулы упрощаются:

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0, \quad E_z = -j_0 / \sigma_{\parallel}, \quad j_x = j_y = 0, \quad j_z = -j_0, \\ V_{fw}(z) = V_0 + j_0 \int_0^z (\sigma_{\parallel}(z'))^{-1} dz'. \end{aligned} \quad (5)$$

При скалярной проводимости, когда $\sigma_P = \sigma_{\parallel} = \sigma$, $\sigma_H = 0$, дальнейшее упрощение состоит в замене $\sigma_{\parallel}$ на σ в формулах (5), и оно не зависит от магнитного наклонения.

Согласно Мареев [2010] мы задали характерное для ГЭЦ значение $j_0 = 2$ пА/м². На больших высотах этот потенциал в силу (3) должен обращаться в нуль, поэтому константа V_0 должна равняться интегралу в выражении (4) по всей высоте, умноженному на j_0 . При нашей модели проводимости получаем $V_0 \approx 245$ кВ, что тоже является типичным значением для ГЭЦ. Сам интеграл в выражении (4) по всей высоте есть сопротивление столба атмосферы сечением 1 м², составляющее $\sim 1.25 \cdot 10^{17}$ Ом м⁻². Это распределение имеет смысл до высоты Е-области ионосферы, по которому пришедшие из грозовой атмосферы и уходящие во всю атмосферу токи замыкаются, предварительно растекаясь по ионосфере над всем земным шаром.

Соответствующие глобальные распределения ионосферного электрического поля построены для разных сезонов в статьях [Denisenko et al., 2019; Denisenko and Rycroft, 2022, 2023; Денисенко и др., 2023].

3. УВЕЛИЧЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ ВОЗДУХА

Токи из атмосферы в ионосферу можно получить с хорошей точностью, используя представление об ионосфере как об идеальном проводнике, которое обычно используется при моделиро-

вании глобальной электрической цепи [Мареев, 2010]. Это подтверждается результатами использования метода декомпозиции рассматриваемой области, приведенными в следующем разделе 4 и в статье [Denisenko et al., 2019]. Поскольку проводимость атмосферного воздуха незначительно изменяется в течение суток, мало меняются и токи, втекающие в ионосферу, которые для ионосферного проводника являются источниками тока. Днем ионосферная проводимость на два порядка возрастает, и, следовательно, при примерно тех же источниках тока убывает напряженность электрического поля. В работе [Denisenko et al., 2023] были рассмотрены ночные условия, чтобы получить максимально возможное изменение электрического поля в Е- и F-областях ионосферы. Здесь мы рассмотрим дневные условия, когда D-область ярко выражена. Как правило, ночью радон не поднимается выше примерно 300 м от поверхности Земли, а днем — выше 1.5 км [Krider et al., 1986].

За счет радиоактивности радона увеличивает-ся концентрация ионов в воздухе, и поэтому повышается проводимость, возможно, на порядок и более [Harrison et al., 2010; Pulinet et al., 2022]. Как отмечалось выше, мы рассмотрим увеличение проводимости на 0.5 пСм/м в центре области, содержащей радон, и зададим добавку к проводимости с помощью функции

$$\begin{aligned} \delta\sigma(r, z) &= 0.5(1 + \cos(\pi z / z_1)) / 2, \quad r < r_1 \\ \delta\sigma(r, z) &= \\ &= 0.5(1 + \cos(\pi(r - r_1) / (r_2 - r_1)))(1 + \cos(\pi z / z_1)) / 4, \\ &\quad r_1 < r < r_2, \end{aligned}$$

внутри диска $r < r_2$, $z < z_1$, где радиус $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и высота z в км, а проводимость в пСм/м. Построенная таким образом функция $\delta\sigma(r, z)$ обеспечивает гладкий выход на нуль к границам диска, то есть $\delta\sigma(r, z)$ и ее первые производные непрерывны во всем пространстве. Выберем следующие разумные значения параметров: $r_1 = 40$ км, $r_2 = 60$ км, $z_1 = 2$ км. Отметим, что при этом над центром области эманации радона сопротивление столба атмосферы сечением 1 м² уменьшается с величины $1.25 \cdot 10^{17}$ Ом м⁻² до $0.80 \cdot 10^{17}$ Ом м⁻².

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Прежде всего, перейдем к ограниченной по горизонтали области. Для этого компенсируем увеличение тока над областью эманации радона δI его уменьшением в некотором кольце $r_3 < r < r_4$,

взяв достаточно большой радиус r_3 , чтобы не возмущать решение в интересующей нас области $r < 150$ км. В этом кольце уменьшим проводимость приземного слоя воздуха настолько, чтобы ток из ионосферы на землю уменьшился именно на δI . Для этого проводимость воздуха в слое $z < z_1$ умножим на функцию

$$1 - a(1 - \cos(2\pi(r - r_3) / (r_4 - r_3)))(1 + \cos(\pi z / z_1)) / 4, \\ r_3 < r < r_4.$$

Тестовые расчеты показали, что достаточно взять $r_3 = 350$ км, $r_4 = 400$ км, а при их дальнейшем увеличении решение в интересующей нас области практически не изменяется. Значение параметра $a \approx 0.34$ найдено подбором.

Сделаем еще одно преобразование задачи. Получившуюся квадратную ячейку со сторонами $2r_4$ периодически продолжим по осям x и y . Это позволяет применить численный метод [Nesterov and Denisenko, 2021], основанный на разложении решения в ряд Фурье по горизонтальным координатам. Условием его применимости является независимость компонент тензора проводимости от горизонтальных координат. Это условие не выполняется в области, занятой радоном. Однако, как отмечено выше, в атмосфере ниже высоты $z_a = 60$ км, проводимость скалярна, что существенно упрощает решение задачи электропроводности. Соответствующий этому случаю численный метод описан в статье [Денисенко и Помозов, 2010].

Наличие разных эффективных методов для двух частей расчетной области делает целесообразным использование метода декомпозиции области. Мы используем его версию с наложением подобластей. Нижняя подобласть занимает высоты $z < z_a$. Верхняя подобласть находится выше некоторого уровня z_2 и включает в себя сопряженную ионосферу и атмосферу под ней. Высота z_2 должна удовлетворять условию $z_a > z_2 > 2$ км, чтобы проводимость в ней не зависела от горизонтальных координат. Метод декомпозиции является итерационным. На первом шаге мы выполняем условие (2) на поверхности Земли, задаем нулевой потенциал на уровне z_a и решаем задачу в нижней подобласти. Из этого решения вычисляем вертикальную компоненту плотности j_z тока на высоте z_2 и используем ее в граничном условии для верхней подобласти. Точнее говоря, берется не величина j_z , а ее отклонение от плотности тока хорошей погоды δj_z .

Тестовые расчеты показали целесообразность выбора $z_2 = 10$ км вместо любого допустимого $z_2 > 2$ км, чтобы амплитуды мелкомасштабных

гармоник потенциала существенно уменьшились по сравнению с их величиной на высоте 2 км. Убывание мелкомасштабных гармоник, или, другими словами, сглаживание решений с удалением от границ — это общее свойство решений эллиптических уравнений, каковым является уравнение (1). Из этого решения берем распределение потенциала на высоте z_a и снова решаем задачу в нижней подобласти. И такие последовательные решения в подобластях должны циклически повторяться. Оказалось, однако, что в данной задаче итерации не требуются, поскольку уже первая поправка к потенциалу на высоте z_a оказывается меньше 0.3 В, то есть в 10^6 раз меньше исходной разности потенциалов V_0 . Столь быстрая сходимость итераций обусловлена отличием проводимостей в подобластях на много порядков и существенным наложением подобластей.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 показаны распределение потенциала и линии тока в вертикальной полуплоскости $y = 0$, $x > 0$ в атмосфере над областью эманации радона. При отрицательных x картина практически симметрична. Напомним, что точка $x = y = 0$ является центром области эманации радона. Поскольку значения потенциала изменяются на много порядков, эквипотенциали построены с одинаковым шагом в логарифмической шкале, между соседними жирными линиями изменение в 10 раз, тонкие построены вчетверо чаще. Штриховыми линиями показаны линии тока, начальные точки которых равномерно расположены с интервалом $5 \text{ км} \times 2 \text{ пА/м}^2$ на высоте 50 км. Линии тока указывают направление тока. В двумерном случае постоянен ток, пересекающий любой отрезок, соединяющий точки соседних линий тока. В рассматриваемом трехмерном случае второе свойство отсутствует, поэтому необходимо конкретизировать высоту, на которой линии тока расположены с указанным интервалом. Эта высота взята равной 50 км.

На рис. 3 показаны полученные вертикальные компоненты плотности тока на двух высотах (штриховые линии) и напряженности электрического поля над землей (сплошная кривая). Видно примерно удвоение плотности тока над землей в области эманации радона, а напряженность электрического поля там уменьшилась приблизительно в 17 раз. С подъемом к ионосфере границы пятна дополнительного тока (отличие от тока хорошей погоды, имеющего плотность $j_0 = 2 \text{ пА/м}^2$ в нашей модели) расплылись, однако характерный радиус, при котором плотность тока убывает вдвое, остался близким к 60 км. Полный

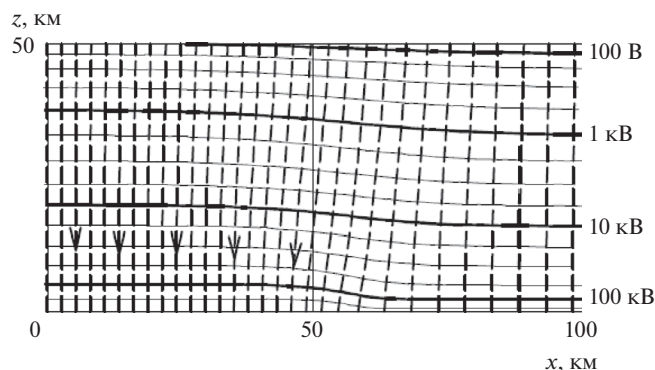


Рис. 2. Распределение потенциала и линии тока (штриховые линии) в вертикальной полуплоскости $y = 0, x > 0$ в атмосфере над областью эманации радона. Значения потенциала указаны около основных эквипотенциалей (жирные линии).

дополнительный ток δI равен 15 мА. Отметим, что при меньших размерах области эманации радона радиус пятна дополнительного тока увеличивается с подъемом к ионосфере примерно до 50 км [Denisenko et al., 2023], и поэтому плотность тока значительно уменьшается.

Вызванное эманацией радона возмущение потенциала δV и плотности тока $\delta \mathbf{j}$, которые определены как разности полученных значений и тех, что были в атмосфере и ионосфере без дополни-

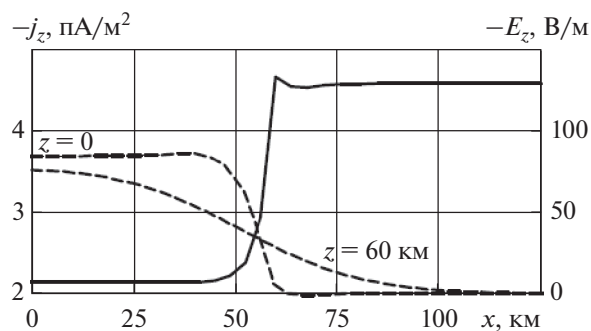


Рис. 3. Вертикальные компоненты плотности тока на двух высотах (штриховые линии) и напряженности электрического поля над землей (сплошная кривая).

тельного выхода радона из-под земли, представлены на рис. 4. Поскольку $\delta \mathbf{j} = \mathbf{j} - \mathbf{j}_0 = \hat{\sigma} \mathbf{E} - \hat{\sigma}_0 \mathbf{E}_0$, вне радонового облака, где проводимость не изменяется, $\delta \mathbf{j} = \hat{\sigma}_0 (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) = \hat{\sigma}_0 \delta \mathbf{E}$. В атмосфере ниже 60 км, где проводимость в нашей модели скалярна, из этого следует ортогональность линий тока эквипотенциалам. В ионосфере, где $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_{\perp}$, линий тока могут почти совпадать с эквипотенциалами. В центре радонового облака $\delta \mathbf{j}$ и $\delta \mathbf{E}$ даже направлены навстречу друг другу, вниз и вверх соответственно, тогда как все векторы $\mathbf{j}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{j}_0$, $\mathbf{E}_0$ направлены вниз. Это трудно показать в масштабе рис. 4.

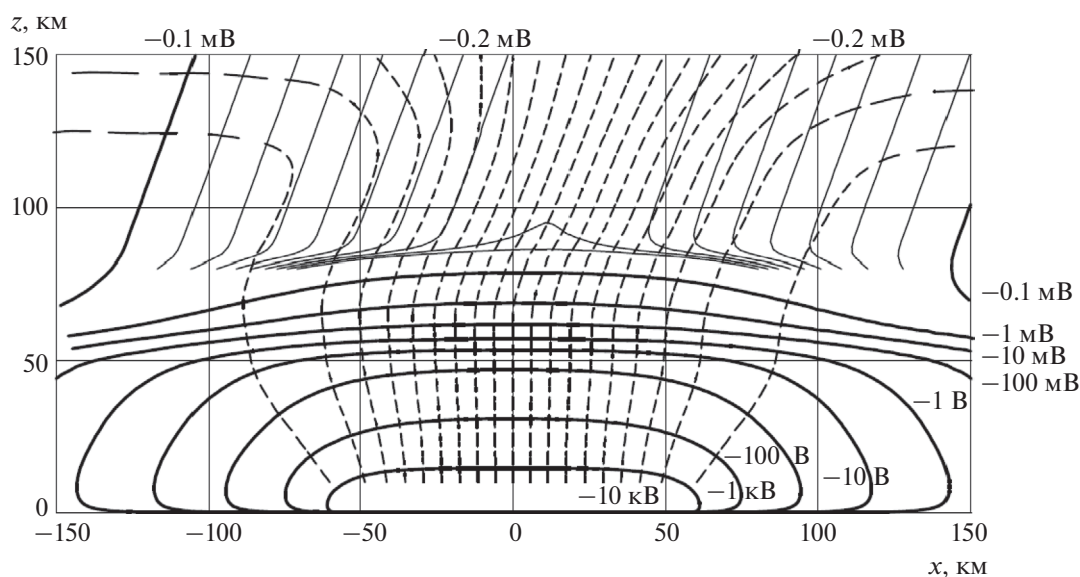


Рис. 4. Вызванное эманацией радона возмущение потенциала δV . Жирные линии – эквипотенциалы δV с одинаковым шагом в логарифмической шкале с указанными значениями потенциала. Выше 85 км построены дополнительные эквипотенциалы с шагом 0.02 мВ (тонкие линии). Линии тока $\delta \mathbf{j}$, дополнительного по отношению к току хорошей погоды, показаны штриховыми линиями с интервалом $5 \text{ км} \times 2 \text{ пА/м}^2$ на высоте 10 км.

Жирные линии на рис. 4 — эквипотенциали с одинаковым шагом в логарифмической шкале с указанными значениями потенциала. Выше 85 км построены дополнительные эквипотенциали с шагом 0.02 мВ — тонкие линии. Сечения трубок тока δj плоскостью $y = 0$ показаны штриховыми линиями с интервалом $5 \text{ км} \times 2 \text{ пА/м}^2$ на высоте 10 км. Этот ток ниже высоты 110 км направлен вниз. Выше примерно 110 км он приносит заряды по ионосфере к рассматриваемой области над радоновым пятном из грозовых областей, являющихся генератором ГЭЦ, или из сопряженной ионосферы. Глобальные распределения ионосферного электрического поля, обеспечивающего такую доставку зарядов в различных условиях, построены в работах [Denisenko et al., 2019; Denisenko and Rycroft, 2022, 2023; Денисенко и др., 2023]. В настоящей модели глобальное растекание тока заменено локальным с помощью описанного в разделе 4 кольца с пониженной проводимостью. В ионосферном замыкании токов примерно в равной мере задействованы сопряженные области ионосферы в Северном и Южном полушариях.

Линии тока для одной из трубок тока δj показаны на рис. 5 в виде их проекций на горизонтальную плоскость. Эти линии тока начинаются из точек, расположенных равномерно по окружности на высоте 50 км. Сечения трубки тока на высотах от 70 км до 150 км показаны тонкими линиями. На рис. 4 видно, что при увеличении высоты трубка тока расширяется и наклоняется ближе к направлению магнитного поля, а рис. 5 показывает еще и ее вращение вокруг собственной оси. Наибольший поворот происходит на высотах 90–120 км, где проводимость Холла существенно превосходит проводимость Педерсена, как это видно на рис. 1. Рисунки 4 и 5 демонстрируют почти вертикальное направление тока на высотах 50–70 км.

На рис. 6 показан высотный ход компонент напряженности электрического поля. Приведены графики максимальных по модулю значений на данной высоте. Естественно, разные компоненты достигают максимумов при разных x, y . Как видно на рис. 4, возмущения продольной и вертикальной компонент велики над центральной частью области эманации, а δE_x — над ее периферией. Компонента δE_y в плоскости $y = 0$, показанной на рис. 4, близка к нулю и велика на периферии области эманации вблизи плоскости $x = 0$. Рисунок 5 демонстрирует близость решения к осесимметричному со смещением оси вправо с увеличением высоты, соответственно наклону магнитного поля. Ниже 85 км над центральной частью

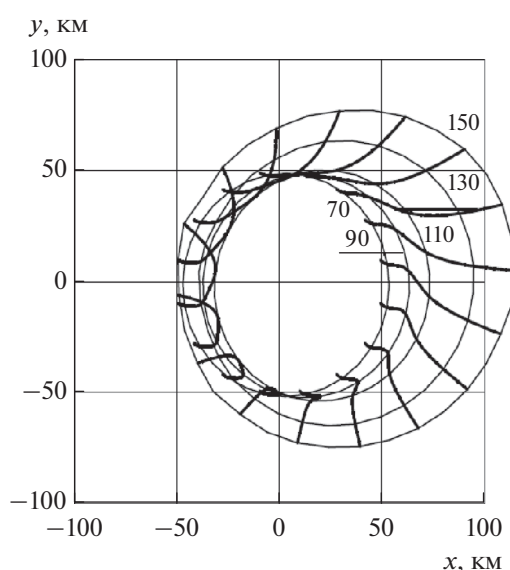


Рис. 5. Линии тока для δj . Жирные линии — проекции на горизонтальную плоскость линий тока, начинающихся на высоте 50 км. Тонкие линии — сечения трубки тока горизонтальными плоскостями, находящимися на высотах от 70 до 150 км.

области эманации возмущения горизонтальных компонент намного меньше продольной. В таком случае при заданном магнитном наклонении $\alpha = 70^\circ$ продольная компонента поля отличается от вертикальной компоненты множителем $\sin(70^\circ) \approx 0.94$, что, к сожалению, незаметно в масштабе рис. 6. Продольная компонента поля хорошей погоды $E^0_{\parallel}$ ниже 90 км показана точками (она не зависит от x, y); максимальное по x, y возмущение этой компоненты $\delta E_{\parallel}$ за счет эманации радона (отличие от $E^0_{\parallel}$) — штриховой линией. Изменения с высотой максимальной по x, y величины δE_y и совпадающей с ней в масштабе рисунка величины δE_x показаны сплошной кривой. Поскольку невозмущенное поле хорошей погоды направлено строго вниз, и, значит, имеет нулевые горизонтальные компоненты, $\delta E_x, \delta E_y$ равны самим E_x, E_y .

Рисунок 6, прежде всего, показывает малое возмущение электрического поля в E- и F-областях ионосферы, составившее около 1 нВ/м. Это поле на три порядка меньше ионосферного поля хорошей погоды, которое в дневной ионосфере превосходит 1 мкВ/м [Denisenko and Rycroft, 2023; Денисенко и др., 2023]. Аналогичный результат для ночных условий был получен в работах [Denisenko et al., 2023; Сурков и др., 2022]. Ночью возмущение поля на порядок больше, но на порядок больше и фоновое поле. В ионосфере всег-

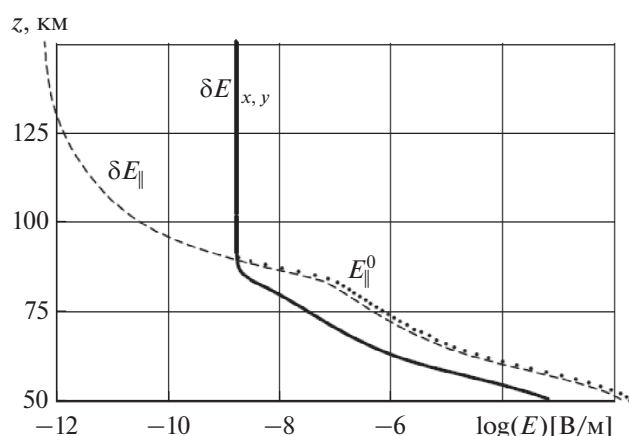


Рис. 6. Высотный ход компонент напряженности электрического поля. Сплошная кривая — возмущение за счет эманации радона $\delta E_y \approx \delta E_x$, штриховая линия — возмущение $\delta E_{\parallel}$, точки — продольная компонента поля хорошей погоды $E_{\parallel}^0$.

да присутствуют еще и поля, создаваемые другими, магнитосферными и ионосферными генераторами, с напряженностью порядка 1 мВ/м в средних широтах. На их фоне обнаружить возмущения поля, вызванные эманацией радона, в E- и F-областях ионосферы нереально. Полученный порядок величин не позволяет объяснить изменения ионосферного электрического поля на несколько мВ/м, трактуемых как один из основных механизмов формирования ионосферных предвестников землетрясений, изменением атмосферной проводимости за счет выбросов радона.

Как показано в работе [Денисенко и Помозов, 2010] при анализе проникновения крупномасштабного электрического поля из ионосферы в атмосферу, горизонтальные компоненты поля уменьшаются лишь на несколько процентов до высоты 30 км. Поэтому в D-области они практически такие же, как и в E- и F-областях. Как показывает рис. 6, возмущение горизонтальных компонент поля в D-области на два порядка больше, чем в E- и F-областях. Оно достигает 1 мкВ/м, но остается на три порядка меньше, чем горизонтальные компоненты полей, создаваемых магнитосферными и ионосферными генераторами в среднеширотной ионосфере.

Для вертикальной компоненты напряженности электрического поля основным в D-области является вклад поля хорошей погоды, если, конечно, исключить области над грозовыми облаками. Обоснование этого свойства следует из того, что при горизонтальных масштабах более 100 км адекватной является одномерная модель

с решением вида (4). Это означает, что высотное распределение потенциала при отличном от нуля значении V_I в ионосфере, то есть в правой части (3), отличается от поля хорошей погоды только сдвигом и множителем:

$$V(z) = V_I + V_{fw}(z)(V_0 - V_I) / V_0.$$

Поэтому изменение вертикальной компоненты напряженности электрического поля за счет изменяющего в ионосфере потенциала отличается от поля хорошей погоды только множителем V_I / V_0 . В среднеширотной ионосфере разности потенциалов (при среднем значении по всей ионосфере равному нулю) даже при высокой геомагнитной активности не превышают ± 20 кВ и значительно уменьшаются с удалением от авроральных зон [Denisenko and Zama, 1992]. Поскольку $V_0 > 200$ кВ, получаем не более чем 10%-е изменение поля хорошей погоды в атмосфере за счет ионосферных полей.

Важным свойством полученного возмущения поля является то, что возмущение продольной компоненты напряженности электрического поля $\delta E_{\parallel}$ на высотах 60–90 км лишь незначительно меньше, чем у поля хорошей погоды, то есть напряженность электрического поля в D-области над достаточно большой областью интенсивной эманации радона может возрасти почти вдвое.

Если допустить, что продольная компонента напряженности электрического поля существенно влияет на состояние D-области ионосферы, то следует ожидать существенных изменений в D-области над районами эманации радона, как это на основании упрощенного подхода предсказано в работе [Harrison et al., 2010]. Полученные нами модельные поля было бы целесообразно использовать в общих атмосферно-ионосферных моделях, таких как CHARM (Chemical Atmospheric Research Model) [Кривоуцкий и др., 2015], в которых изучается формирование D-области под действием ионизирующего излучения Солнца в УФ и рентгеновском диапазонах, космических лучей и потоков энергичных частиц из магнитосферы с учетом ионизации и рекомбинации, химических реакций, диффузии, теплопроводности, и т.д.

6. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты показали, что даже при экстремальной эманации радона возмущения напряженности электрического поля в E- и F-областях ионосферы малы в сравнении с всегда присутствующими полями, создаваемыми другими,

магнитосферными и ионосферными генераторами, как в дневной, так и в ночной ионосфере.

D-область принципиально отличается тем, что поле хорошей погоды является в ней основным для продольной компоненты, если, конечно, исключить области над грозовыми облаками. Как показала построенная модель, продольная компонента электрического поля в D-области над достаточно большим районом интенсивной эманиции радона может возрасти вдвое.

Полученные модельные поля целесообразно использовать в общих атмосферно-ионосферных моделях, чтобы получить возмущения всех параметров среды. Тогда можно будет проанализировать способы обнаружения ионосферных проявлений эманиции радона. Возможно, это позволит находить ионосферные предвестники землетрясений в D-области ионосферы, например, по подъему нижней границы D-области в соответствии с гипотезой [Harrison et al., 2010]. Такого рода изменения ионосферы особенно важны, поскольку они изменяют свойства волновода, стенками которого являются D-область и поверхность Земли, и поэтому могут быть обнаружены методом дистанционного зондирования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Математическое моделирование выполнено В.В. Денисенко при поддержке Красноярского математического центра, финансируемого Минобрнауки РФ в рамках мероприятий по созданию и развитию региональных НОМЦ (Соглашение 075-02-2024-1378). Геофизическая часть работы выполнена Н.В. Бахметьевой в рамках в рамках проекта № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Минобрнауки РФ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бахметьева Н.В., Бубукина В.Н., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Комраков Г.П. Реакция нижней ионосферы на частные солнечные затмения 1 августа 2008 г. и 20 марта 2015 г. по наблюдениям рассеяния радиоволн естественными и искусственными неоднородностями ионосферной плазмы // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 10. С. 873–886. 2016.
- Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Комраков Г.П. Нижняя ионосфера Земли во время частных солнечных затмений по наблюдениям вблизи Нижнего Новгорода // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 1. С. 64–78. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017010023>
- Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. Исследование сумеречной D-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 45. № 6. С. 502–508. 2002.
- Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачёва А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Н. Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 156 с. 1999.
- Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е. Исследование ионосферы методом частичных отражений // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 44. № 2. С. 189–194. 2004.
- Денисенко В.В., Помозов Е.В. Расчет глобальных электрических полей в земной атмосфере // Вычислительные технологии. Т. 15. № 5. С. 34–50. 2010.
- Денисенко В.В., Райкрофт М.Дж., Харрисон Р.Дж. Математическая модель глобального ионосферного электрического поля, создаваемого грозами // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 87. № 1. С. 141–147. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0367676522700260>
- Кривоулицкий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Черепанова Л.А., Куколева А.А., Репнев А.И., Банин М.В. Трехмерная глобальная фотохимическая модель SCHARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 1. С. 64–93. 2015. <https://doi.org/10.7868/s0016794015010071>
- Мареев Е.А. Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. Т. 180. № 5. С. 527–534. 2010. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201005h.0527>
- Сурков В.В., Пилипенко В.А., Силина А.С. Могут ли радиоактивные эманиции в сейсмоактивном регионе воздействовать на атмосферное электричество и ионосферу? // Физика Земли. № 3. С. 3–11. 2022. <https://doi.org/10.31857/5000233372?930097>
- Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К., Легенька А.Д., Соболева Т.Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 256 с. 1981.
- Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. N 2. P. 418–429. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016SW001593>
- Denisenko V.V., Biernat H.K., Mezentssev A.V., Shaidurov V.A., Zamay S.S. Modification of conductivity due to acceleration of the ionospheric medium // Ann. Geophys. V. 26. N 8. P. 2111–2130. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-2111-2008>
- Denisenko V.V., Rozanov E.V., Belyuchenko K.V., Bessarab F.S., Golubenko K.S., Klimenko M.V. Simulation of the ionospheric electric field perturbation associated with an increase in radon emanation / Atmosphere, Ionosphere, Safety. Proceedings of VIII International Conference / Eds. O.P.Borchevskina, M.G.Golubkov, I.V.Karpov. Kaliningrad: Algomat, P. 117–121. 2023.
- Denisenko V.V., Rycroft M.J. WWLLN data used to model the global ionospheric electric field generated by

- thunderstorms // *Ann. Geophys.* — Italy. V. 65. N 5. ID PA536. 2022. <https://doi.org/10.4401/ag-8821>
- *Denisenko V.V., Rycroft M.J.* Seasonal dependence of the equatorial electrojets generated by thunderstorms // *Adv. Space Res.* V. 73. N 7. P. 3464–3471. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.08.017>
- *Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G.* Mathematical simulation of the ionospheric electric field as a part of the global electric circuit // *Surv. Geophys.* V. 40. N 1. P. 1–35. 1992. <https://doi.org/10.1007/s10712-018-9499-6>
- *Denisenko V.V., Zamay S.S.* Electric field in the equatorial ionosphere // *Planet. Space Sci.* V. 40. N 7. P. 941–952. 1992. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(92\)90134-A](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90134-A)
- *Golubenko K., Rozanov E., Mironova I., Karagodin A., Usoskin I.* Natural sources of ionization and their impact on atmospheric electricity // *Geophys. Res. Lett.* V. 47. N 12. ID e2020GL088619. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020GL088619>
- *Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J.* Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 72. N 5–6. P. 376–381. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.12.004>
- *Hedin A.E.* Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* — Space. V. 96. N 2. P. 1159–1165. 1991. <https://doi.org/10.1029/90JA02125>
- *Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharenkova I.E., Pulinets S.A., Zhao B., Tsidilina M.N.* Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008 // *Adv. Space Res.* V. 48. N 3. P. 488–499. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.040>
- *Krider E.P., Roble R.G., et al.* The Earth's electrical environment. Washington, DC: The National Academies Press. 279 p. 1986. <https://doi.org/10.17226/898>
- *Molchanov O., Hayakawa M.* Seismo-electromagnetics and related phenomena: history and latest results. Tokyo: TERRAPUB. 189 p. 2008.
- *Nesterov S.A., Denisenko V.V.* The influence of the magnetic field on the quasistationary electric field penetration from the ground to the ionosphere // *J. Phys. Conf. Ser.* V. 1715. ID 012020. 2021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1715/1/012020>
- *Pulinets S., Ouzounov D., Karelin A., Boyarchuk K.* Earthquake precursors in the atmosphere and ionosphere. New Concepts. Dordrecht: Springer Nature. 294 p. 2022. <https://doi.org/10.1007/978-94-024-2172-9>
- *Siingh D., Singh R.P., Kamra A.K., Gupta P.N., Singh R., Gopalakrishnan V., Singh A.K.* Review of electromagnetic coupling between the Earth's atmosphere and the space environment // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 67. N 6. P. 637–658. 2005. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.09.006>
- *Thebault E., Finlay C.C., Beggan C.D., et al.* International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // *Earth Planets Space.* V. 67. N 1. ID 79. 2015. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>
- *Xu T., Hu Y., Wu J., Wu Z., Li C., Xu Z., Suo Y.* Anomalous enhancement of electric field derived from ionosonde data before the great Wenchuan earthquake // *Adv. Space Res.* V. 47. N 6. P. 1001–1005. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.006>

Disturbance of the Electric Field in the D-Region of the Ionosphere with an Increase in Radon Emanation

V. V. Denisenko^{1, *}, N. V. Bakhmetyeva^{2, **}

¹*Institute of Computational Modelling of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences (ICM SB RAS), Krasnoyarsk, Russia*

²*Scientific Research Radiophysical Institute of N.I. Lobachevsky National Research University,
Nizhny Novgorod, Russia*

*e-mail: denisen@icm.krasn.ru

**e-mail: nv_bakhm@nirfi.unn.ru

When radon emanates, the conductivity in the surface layer of air increases, which causes a variation in the electric field not only in the lower part of the atmosphere, but also in the ionosphere. There are known proposals to use such ionospheric disturbances as precursors of earthquakes. The ionospheric electric fields are calculated in the framework of a quasi-stationary model of an atmospheric conductor including the ionosphere. Earlier, we showed that even with extreme radon emanation, electric field disturbances in the E- and F- regions of the ionosphere are several orders of magnitude smaller than the supposed precursors of earthquakes and than the fields usually existing there which are created by other generators. In this paper, we focus on the D-region. In the vertical component of the electric field strength, the main contribution in the D-region is the contribution of the fair-weather field. It is shown that in the D-region the vertical component of the electric field over the area of intense radon emanation can double in comparison with the fair-weather field. A detailed spatial picture of disturbances of electric fields and currents in the atmosphere and in the ionosphere over the radon emanation region is constructed.