

УДК 551.520.32

Влияние эмиссии радона, предшествующей землетрясению, на параметры нижней ионосферы

Е. В. Мартыш

Институт космических исследований НАН и НКА Украины

Надійшла до редакції 05.07.99

Подается обгрунтування перспективності використання тих фотометричних параметрів нижньої іоносфери, які помітно змінені проникаючими збуреннями електростатичного поля Землі. Запропоновано ряд механізмів для кількох частків спектру в оптичному і ближньому ІЧ-діапазонах. Реалізація вказаних моделей передбачає нерівноважне збудження коливань молекулярних компонентів на висотах порядку 100 км. Приведено оцінки інтенсивностей випромінювання для деяких спектральних інтервалів.

В настоящее время можно считать установленным, что при подготовке землетрясений в их эпицентральной зоне происходит [5, 10]: а) выделение различных газов (водород, гелий, радон и др.); б) резкие колебания уровня подземных вод; в) заметное изменение дебита источников геотермальных вод. Кроме того, перед мощным извержением вулканов наблюдаются крупные выбросы аэрозолей с химическим составом в широком диапазоне [6].

В этой работе будут рассмотрены эффекты, связанные в основном с выделением радиоактивных газов и сопутствующим возмущением электростатического поля Земли. Анализ возможного влияния эмиссии метана и других молекулярных газов, например, формирование локального парникового эффекта, требует привлечения более подробных данных наблюдений.

Эмиссия водорода, неоднократно отмечавшаяся рядом авторов [2, 10], представляет несомненный интерес для наземных наблюдений. Так, хорошо известные полупроводниковые сенсоры для водорода могут, из-за их сравнительной дешевизны, размещаться на больших площадях. Кроме того, им-

пульсный характер его выделения со случайной длительностью импульса позволяет построить возможный механизм генерации акусто-гравитационных волн с большой длиной волны [5].

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Особое положение радона в рассматриваемом ряду заключается в том, что этот газ (Rn_{222}) является радиоактивным элементом с коротким периодом полураспада. Те альфа-частицы, которые он излучает, имеют энергию порядка 6 МэВ и создают до $2 \cdot 10^5$ пар ионов. Суммарный выброс радона перед землетрясением в среднем составляет величину, эквивалентную появлению источника ионизации со скоростью $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ [7]. Теория изменения проводимости приповерхностного слоя с учетом кинетики положительных и отрицательных ионов была разработана рядом авторов и наиболее подробно изложена в [10].

Она существенным образом опирается на разни-

цу в подвижности отрицательных и положительных ионов, связанную с разным характером их гидратации. При этом представляется достаточным рассматривать только комплексы типа $M(+)(H_2O)_n$, где M — молекулярные ионы, а n — либо 2—3 для отрицательных ионов, либо 3—6 для положительных [19]. Формированием комплексов с аммиаком, окислами серы и другими веществами, обладающими большим дипольным моментом (1—2 Д), можно пренебречь, так как их концентрации на много порядков меньше концентрации водяного пара. Численный анализ аналогичной ситуации с учетом формирования сложных структур типа $NO_3^-(HNO_3)_m(H_2O)_n$, был предпринят в [27]. Ясно, что рекомбинация гидратированных ионов затягивается. Это дает возможность утверждать, что образовавшаяся концентрация зарядов в течение определенного времени остается постоянной. При этом приходится предполагать отсутствие заметно ветра, разрушающего структуру слоя.

Таким образом, система уравнений баланса для положительных и отрицательных ионов N_+ , N_- (концентрация электронов пренебрежимо мала из-за больших сечений прилипания) дополняется уравнением Пуассона и граничными условиями:

$$N_+(z=0) = N_-(z=0) = 450 \text{ см}^{-3};$$

$$E_z(z=0) = 1 \text{ В/см}; \quad dE_z/dz (z=0) = 0.$$

Решение этой системы указывает на формирование приповерхностного двойного слоя с концентрациями ионов порядка 10^4 — 10^5 см^{-3} , толщиной около 100 см и амплитудой возмущения электрического поля $E_z > 3 \text{ В/см}$. Время релаксации возмущений E_z к невозмущенным значениям, при периоде эмиссии альфа-частиц около 50 с, составляет приблизительно 10^2 — 10^3 с . Заметим, что аэрозоли с металлическими включениями могут заметно увеличить концентрацию отрицательных ионов. Эти соображения должны быть приняты во внимание при анализе изменений приповерхностного электрического поля при мощных выбросах аэрозоля перед извержением вулканов, масштабных техногенных катастрофах и крупных лесных пожарах [1, 14].

ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ИОНОСФЕРУ

Возмущения электрического поля, возникшие в приповерхностном слое, могут проникать в ионосферу, вызывая различные эффекты. Последние могут качественно различаться в зависимости от амплитуды возмущения и высоты. Опираясь на расчеты [3], можно утверждать, что электрическое поле

10^{-4} — 10^{-5} В/см способно заметно изменить электронную температуру и концентрацию. Тогда существенным изменениям будет подвержена кинетика ионно-молекулярных реакций с участием электронов. На высотах, меньших 100 км и полях, меньших 10^{-5} В/см , следует ожидать изменения частоты столкновений электронов (без существенного изменения их концентрации). Такое влияние макроскопически скажется на коэффициентах переноса.

Заметим, что наиболее полно задача о проникновении возмущений приповерхностного слоя вдоль оси OZ , нормальной к нему, освещена в [21]. В основу положено уравнение непрерывности тока с учетом двух типов проводимости. Уравнение для потенциала Φ выглядит так:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial \sigma_0}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0,$$

где σ_1 — проводимость Педерсена вдоль электрического поля, σ_0 — проводимость вдоль магнитного поля. Проводимость σ_1 является функцией частот столкновений и соответствующих ленгмюровских частот электронов и ионов, а σ_0 — только частот столкновений. Заметим, что в некотором диапазоне высот ионосферы реализуется случай, когда электронная частота столкновений меньше соответствующей ленгмюровской, а ионная — больше. Соотношение между частотами столкновений и ленгмюровскими определяют характер движения плазмы (дрейф, нормальный к полю на больших высотах, где ленгмюровская частота преобладает, и электрический ток в направлении поля на малых высотах с обратным отношением частот).

Вторым существенным предположением рассматриваемой теории является гауссовский характер поля

$$E_z = E_0 \exp[-d(r/a)^2],$$

где $d = 4 \ln 10$, a — характерный размер эпицентральной зоны, E_0 — возмущение электрического поля в эпицентре. Зависимость проводимости от высоты аналогична модели [11]. При этом учитывалось, что нижняя граница ионосферы z_1 изменяется в течение суток, а уровень z_2 , где магнитные силовые линии считаются эквипотенциальными, находится на высоте 90 км. Распределение потенциала Φ для $z > z_2$ тогда соответствует Φ для $z = z_2$. Граничные условия для Φ ставятся при $z = 0$, $z = z_1$ и $z = z_2$. Однако полученные в этом приближении абсолютные значения электрического поля в максимуме не превышают 10^{-6} В/см даже для $a \approx 200 \text{ км}$ и $E_0 \approx 1 \text{ В/см}$. Отметим, что в работе [4] был предложен механизм формирования локальных возмущений электрического поля в ионосфере, свя-

занный с конвективным выносом заряженных аэрозолей со средним размером около 4 мкм и концентрацией 0.1 см^{-3} на высоту порядка 100 км. «Электрические ячейки», создаваемые такими аэрозолями, имеют средний радиус 1 м и электрическим полем внутри порядка 0.6 В/см. Движение аэрозолей в теплых восходящих потоках вверх приводит к их неравновесной концентрации на высотах порядка 10 км. Охлаждаясь, они становятся центрами конденсации и формируют облака, аналогичные грозовым. Сопутствующее этому процессу электрическое поле в модели Кикучи [20] служит для ускорения более мелких фракций аэрозоля с последующей столкновительной ионизацией.

В настоящее время в [13] предложен механизм «параметрического усиления» электрических процессов ультранизкой частоты в ионосфере. Он основан на взаимодействии в мезосфере умеренно сильного фронта акустической волны, идущей от поверхности Земли, с каналом сильноионизированной плазмы (метеорный след). При этом могут возникать локальные токи («медленный разряд») в диапазоне альвеновских частот ($0.1\text{—}1 \text{ с}^{-1}$). Это приведет к возбуждению соответствующих альвеновских волн в ионосфере.

Такие модели близки к механизмам, предлагаемым для объяснения распространения высотных разрядов, так называемых «красных духов» и «голубых струй». В них привлекаются быстрые космические частицы, нелинейные волны ионизации в подпороговом электрическом поле [24] и др. Следует заметить, что сложные модели могут содержать ряд параметров, мониторинг которых довольно труден даже при наличии специальной аппаратуры. Однако оценки значений электрического поля в нижней ионосфере существенны при рассмотрении эффектов его воздействия на интересующих нас высотах. Поэтому воспользуемся еще одной простой моделью формирования электрического поля в ионосфере над областью с повышенной проводимостью [9]. Как отмечалось выше, именно такая область формируется над эпицентральной зоной будущего землетрясения при выбросах радона.

Предположения, в которых работает модель, достаточно общие:

а) электродинамические процессы квазистационарны, так как характерные времена превышают 10^3 с ,

б) характерный вертикальный размер H области повышенной проводимости много меньше характерный размер a эпицентральной зоны,

в) проводимость изменяется с высотой z по закону $\sigma(z) = \sigma_0 \exp(z/H)$, $\sigma_0 \sim 10^{-14} \text{ См/м}$.

Фактически это означает, что слой повышенной

проводимости — плоский, с толщиной H . Тогда электрическое поле вне этого слоя на $z \approx 60 \text{ км}$ достигает значения $E \sim 10^{-3} \text{ В/см}$, если амплитуда его вблизи поверхности Земли 10 В/см, а выделение радона носит нерегулярный характер. Слой в этом случае похож на пластину случайной толщины, а линии тока и соответствующие линии электрического поля могут иметь области усиления над этим слоем. Другие возможные варианты распределения повышенной проводимости (точечный, полусферический и т. п.) дают значительно меньшие значения электрического поля. Как отмечалось выше (см. [5]), реальная картина выделения радона носит квазикольцевой характер и весьма близка к описываемой модели.

ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ИОНОСФЕРУ

Одним из основных эффектов, рассмотренных в работе [21], является образование сравнительно тонких слоев металлических ионов на высотах порядка 100 км. Концентрация ионов натрия, калия, железа и других металлов на этих высотах порядка 100 см^{-3} . Происхождение этих ионов различно, но можно указать два главных источника — это абляция метеоров и разрушение космического мусора. Под действием проникающего электрического поля образуется неоднородность с характерным размером вдоль земной поверхности порядка радиуса эпицентральной зоны и концентрацией легких ионов до 10^5 см^{-3} . В работе [8] рассмотрено формирование подобных слоев электрическим полем, проникающим в ионосферу сверху, во время развития плазменной конвекции в магнитосфере. Получена оценка электрического поля для этого процесса: около $5 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}$. Толщина такой неоднородности достигает 1—2 км, а концентрация металлических ионов превышает 10^5 см^{-3} . Формирование этих слоев зависит от сезона и состояния межпланетного магнитного поля. По мнению авторов работы [21], неоднородность, возникающая из-за возмущений геоэлектрического поля, центрирована на высоте 120 км одним из процессов, ее формирующих (педерсеновский дрейф максимален на этой высоте). Кроме того, толщина слоя ионов в этом случае превосходит 10 км. Следует, однако, иметь в виду, что естественный максимум слоя натрия (т. е. существующий в отсутствие возмущений электрического поля) лежит на высоте около 100 км, хотя их концентрация не превышает 100 см^{-3} , а толщина — 3 км.

Существенно также, что характер ионосферного

возмущения определяется направлением поля E . Если электрическое поле направлено от поверхности Земли, то электронная (и ионная) концентрация заметно уменьшается над эпицентральной зоной. Увеличение концентрации должно наблюдаться, когда поле E направлено вниз.

Для слабоионизированных слоев ионосферы существенным также является эффект нагрева электронного компонента при наличии возмущений электрического поля. Нагрев, естественно, квадратичен по полю и существенно зависит от взаимной ориентации электрического и магнитного поля Земли только для высот более 150 км. Теория этого процесса хорошо известна и наиболее подробно изложена в [16]. Приведем окончательное выражение для электронной температуры T_e :

$$T_e = T_{e_0} + \frac{e^2 E^2}{m_e \delta \nu_e^2}.$$

Здесь T_{e_0} — невозмущенное значение электронной температуры, e — заряд электрона, m_e — его масса, $\sigma = \sigma(T_e)$ — коэффициент аккомодации электрона при его взаимодействии с нейтральными частицами, $\nu_e = \nu_e(T_e)$ — частота таких столкновений. Это выражение справедливо при доминирующей роли указанных столкновений.

Увеличение электронной температуры до таких значений, когда основная часть аккомодируемой энергии электронов расходуется на возбуждение колебательных степеней свободы молекул, происходит на высотах около 100 км при электрических полях 10^5 – 10^4 В/см. Эти оценки получены в [3] путем грубых расчетов, с использованием экспериментальных данных для разряда в воздухе. Удельные потери электронов в верхней атмосфере меньше, чем для приземного воздуха. Поэтому эти оценки являются завышенными. Электрические поля в $(2$ – $5) \cdot 10^5$ В/см дадут необходимый эффект.

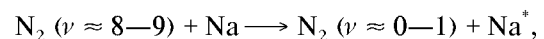
СЕЙСМОГЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ОПТИЧЕСКОМ И ИК-ДИАПАЗОНЕ

Увеличение концентрации электронов и ионов натрия, повышение электронной температуры дают возможность рассмотреть заметное увеличение скорости образования колебательно-возбужденных молекул азота. Она достигает значений около 10^4 квант \cdot см $^{-3}$ с $^{-2}$ и будет доминировать среди остальных ионно-молекулярных процессов. Хотя скорость возбуждения окиси углерода CO при $T_e > 10^3$ К более чем на три порядка превосходит скорость возбуждения азота, но концентрация CO

составляет менее $3 \cdot 10^{-5}$ от его концентрации на рассматриваемых высотах.

В этих условиях распределение молекул азота по колебаниям является заметно неравновесным. Температура нижних уровней близка к электронной, а их заселенность заметно выше больцмановской. Так, заселенность третьего колебательного уровня приблизительно в 300 раз выше больцмановской для данных параметров. Зная электронную температуру и принимая во внимание особенности стационарной функции распределения по колебаниям (с учетом ангармонизма), можно оценить количество колебательно-возбужденных молекул на определенном уровне.

Учитывая, что при наличии возмущающего электрического поля в E-области ионосферы образуется слой с повышенным содержанием ионов натрия, приведем реакцию резонансной передачи колебательного возбуждения азота на первый уровень электронного возбуждения натрия:



где ν — номер колебательного уровня азота; Na, Na* — атомы натрия в основном и возбужденном состояниях. Концентрация атомов может быть оценена по известной концентрации ионов из соотношения Саха. Сечение реакции в описываемых здесь условиях порядка $5 \cdot 10^{-15}$ см 2 [25]. Этот механизм использовался также для объяснения аномально долгого свечения метеорных следов [23]. Учитывая тот факт, что время высвечивания резонансного дублета натрия около 10^{-8} с, можно предположить, что вся энергия, переданная от колебательно-возбужденных молекул атомам натрия, переходит в излучение. Интерес представляет сравнение характеристик излучения со свечением ночного неба в этом спектральном диапазоне из невозмущенной ионосферы. Это свечение связано с другими химическими реакциями и описано в [12]. Его энергетическая характеристика — $7 \cdot 10^{-11}$ Дж \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$. Расчет для слоя натрия толщиной 10 км и рассматриваемого механизма резонансной передачи дает величину $3 \cdot 10^{-10}$ Дж \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$ [18]. Мониторинг свечения ночного неба в указанном спектральном диапазоне может дать информацию о будущей эпицентральной зоне (рис. 1).

Известно, что нижняя ионосфера содержит заметное количество колебательно-возбужденных молекул азота и кислорода даже в спокойном состоянии. Они существенно влияют на ионно-молекулярный состав этой области и ее фотометрические характеристики.

Резкое увеличение плотности колебательно-возбужденных молекул при увеличении электрического

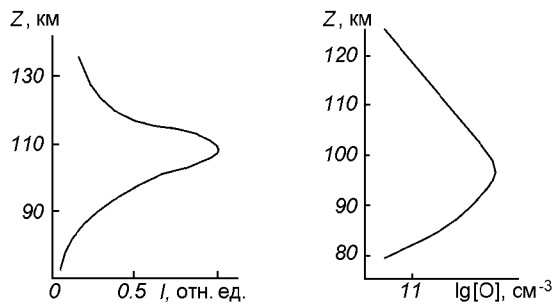
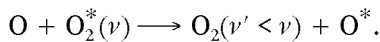


Рис. 1. Высотный профиль ночной интенсивности дублета натрия при возмущении электрического поля

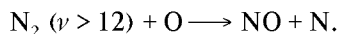
Рис. 2. Распределение атомарного кислорода (расчет и оптические данные [27])

го поля может внести изменения в баланс компонентов нижней ионосферы. Скорость реакции Бейтса—Далгарно велика (около $10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$):

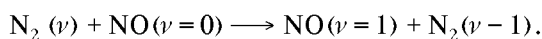


При $\nu \geq 11$ это механизм дает резкое увеличение количества атомов кислорода в состоянии ^1D . Это состояние является исходным для свечения красной линии λ 630 нм. В спокойном состоянии максимум интенсивности этой линии приходится на область 200—250 км. Учитывая высотное распределение атомов кислорода (рис. 2), можно рассчитывать на перераспределение интенсивности красной линии в условиях сильной колебательно-неравновесности на высоте около 100 км.

Следует также отметить возможность влияния неравновесности по колебательным степеням свободы молекул азота в следующей реакции:



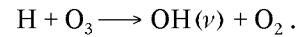
Вычисления показывают, что эта реакция существенна на высотах около 100 км, если составляющая электрического поля, параллельная геомагнитному, порядка $5 \cdot 10^{-5} \text{ В/см}$. Этот механизм может привести к аномальному увеличению концентрации окиси азота NO в ионосфере над областью эпицентра. В свою очередь, это приведет к увеличению ИК-радиации в спектральной области вблизи $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$. Кроме того, существенный механизм излучения близ $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$, связан с колебательным возбуждением окиси азота в реакции интeрмолекулярного обмена колебаниями [3]:



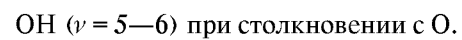
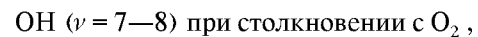
Эта реакция является достаточно эффективной при упомянутом выше электрическом поле и связанным с ним повышением концентрации NO и уровня колебательного возбуждения азота.

Таким образом, энергия возмущения электрического поля может эффективно преобразовываться в ИК-излучение окиси азота.

Коротко обсудим специальный кинетический механизм свечения гидроксила в ночном небе, предложенный в [15]. Известно, что слой гидроксила формируется на высотах 80—100 км. Реакция, описывающая генерацию колебательно-возбужденного гидроксила, может быть записана в форме



Основные реакции деструкции и дезактивации гидроксила следующие:



Если количество колебательно-возбужденных молекул азота и кислорода аномально велики, тогда выход этих реакций существенно изменится, что повлечет за собою изменения в эмиссии характерной полосы гидроксила.

ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ В ИОНОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Экспериментально зафиксированы слои пылевых частиц толщиной от 1 до 5 км на высотах 80—100 км [17]. Концентрация эти частиц варьирует от 0.5 до 10 см^{-3} . К сожалению, современные сведения о происхождении, составе и размерах частиц далеки от полноты. Можно лишь привести оценки, основанные на некоторых экспериментальных данных. На высотах до 80 км пыль состоит в основном из льда, иногда с металлическими включениями. На высотах от 90 км главные компоненты пыли — продукты абляции метеоров, производные от выхлопных газов ракетных двигателей и материалы разрушения остатков космических аппаратов. Их средний размер $d \sim 1 \text{ мкм}$ или меньше. Заряд таких частиц Z_d (в среднем) составляет $10e$ и может быть оценен из соотношения

$$Z_d \sim dT_e / e^2.$$

Если электронная температура увеличивается до 1000—1300 К, то заряд частицы увеличивается приблизительно в десять раз. При этом возможно формирование кластеров из пылевых частиц и, при определенных параметрах, «пылевых кристаллов». Отметим здесь работу [26], где определены параметры локального уменьшения электронной плотности, связанного с зарядкой внезапно увеличившегося количества пылевых частиц (из-за абляции метеоров).

Так как температура нейтралов на рассматриваемых высотах не превышает 150 К, то будем считать, что состояние электронов на поверхности пылевых частиц аналогично их состоянию над поверхностью криогенных жидкостей и кристаллов [22]. В этом случае электроны являются связанными в направлении нормали к поверхности и практически свободны в тангенциальном направлении. Можно показать, что энергия связи электрона в этом случае порядка 0.5—0.9 эВ. Когда ион сталкивается с заряженной пылевой частицей, то при гетерогенной рекомбинации формируются атомы в выделенных возбужденных состояниях. Это связано с особенностью распада квазимолекулы: поверхностный электрон — ион с образованием нейтрального атома. Вероятность такого процесса максимальна, когда энергия связи поверхностного электрона близка к энергии электрона в атоме. Учитывая, что энергия связи поверхностного электрона около 1 эВ, можно утверждать атомы будут образовываться в высоковозбужденных, т. н. ридберговских состояниях.

Интенсивность $I_{ик}$ соответствующего ИК-излучения таких атомов в диапазоне $\lambda\lambda$ 2—4 мкм можно оценить по формуле

$$I_{ик} = E_b a_r n_i Z_d n_d,$$

где E_b — энергия связи поверхностного электрона, a_r — коэффициент гетерогенной рекомбинации, n_i — концентрация положительных ионов, n_d — концентрация пылевых частиц. Коэффициент гетерогенной рекомбинации можно оценить так: $a_r \sim \sigma u n_i w$, где σ — сечение взаимодействия ион-пылевая частица, u — скорость положительного иона, w — вероятность гетерогенной рекомбинации (величина порядка единицы). Используя выше приведенные значения указанных параметров, получим оценку:

$$I_{ик} \sim 10^{-18} \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

ВЫВОДЫ

1. Увеличение интенсивности дублета спектральной линии натрия (желтое свечение) в излучении ночного неба следует ожидать при его долгосрочном мониторинге над сейсмоопасными регионами.

2. Другие фотометрические предвестники землетрясений — появляющиеся за несколько часов до события вспышки излучения ночного неба в красной или зеленой части спектра можно связать с эмиссией линий атомарного кислорода (длины волн $\lambda\lambda = 557.7$ и 630 нм соответственно). Необходимы

более точные оценки ожидаемых интенсивностей указанного излучения.

3. Общая интенсивность излучения компонентов нижней ионосферы в ИК-диапазоне при наличии заметных возмущений электрического поля может, как известно, на 3—5 порядков превосходить интенсивность излучения в оптической части спектра. Количество данных наземных и спутниковых наблюдений, особенно в дальнем ИК- и субмиллиметровом участке спектра еще мало по сравнению с оптическими данными. Это требует привлечения новых механизмов образования указанного излучения и более детальной обработки известных ранее.

Автор благодарен проф. О. К. Черемных за стимулирующие дискуссии.

1. Алексеев В., Алексеева Н. Аэрозольный предвестник извержения Авачинского вулкана в январе 1991 г. // Докл. АН.—1995.—345, № 5.—С. 667—670.
2. Войтов Г. И., Николаев И. О потоке водорода в приземную атмосферу в геодинамически различных геоструктурных зонах // Докл. АН.—1995.—334, № 1.—С. 110—114.
3. Гордиец Б. И. О механизмах ИК-излучения верхней атмосферы // Космич. исследования.—1970.—8, № 3.—С. 437—449.
4. Коладзе Т. Возбуждение электрических полей в верхней атмосфере // Физика атмосферы и океана.—1997.—33, № 5.—С. 640—643.
5. Уткин В. Юрков А. Динамика выделения радона из массива горных пород как краткосрочный предвестник ЗТ // Докл. АН.—1998.—358, № 5.—С. 675—680.
6. Alekseev V., Alekseeva N. Investigation of metal transfer in the biosphere during gaseous emission in zones of tectonic activity // Nucl. Geophys.—1992.—6, N 1.—P. 99—110.
7. Alekseev V., Alekseeva N. On relation between fluxes of metals in waters and radon in Turkmen region of seismic activity // Radiat. Measurement.—1995.—25, N 1.—P. 637—639.
8. Bedley D., Welkins B. Seasonal occurrence of thin metallic ion layers at high latitude // GRL.—1997.—23, N 20.—P. 2783—2792.
9. Bliokh P. Variation of electric fields and currents in the low ionosphere over the region of forthcoming EQ // Radio Physics and Radio Astronomy.—1997.—2, N 2.—P. 146—151.
10. Boyarchlik K., Pulinet S., Hegai V. Variability of Earth atmospheric electric field and ion-aerosols kinetics in troposphere // 2-nd Workshop «Solar activity effects on the middle atmosphere». Aug 18—22, 1997, Prague, Czech Rep.
11. Cole R., Pierce E. Electrification in the Earth atmosphere for altitudes 0—100 // J. Geophys. Res.—1965.—70, N 12.—P. 2735—2749.
12. Fishkova L. M. Night radiation of the middle latitude upper Earth atmosphere // Metsniereba, Tbilisi.—1983.—453 p.
13. Galperin Yu., Hayakawa M. On a possibility of parametric amplifier in the strato-mesosphere suggested by MASSA experiment with the AREOL — 3 Sat. // J. Geomagn. and Geoelec.—1998.—in press.
14. Gopalakrishnan V., Deshpande C., and Kamra A. Measurements of atmospheric electric field and conductivity in the locality of a gas well flame // GRL.—1996.—23, N 24.—P. 3615—3618.
15. Grigor'eva V., Gershenson Yu., Umanskiy S., Kinetic mechanism of night sky hydroxyl afterglow // Khimicheskaya Fizika.—1996.—15, N 5.—P. 101—105.

16. Gurevich A., Shvarzburg A. Non-linear theory of e/m waves propagation in the ionosphere. — Moscow: Nauka publ., 1973.—321 p.
17. Havnes O. Charged Dust in the Earth Mesopause // *Physica Scripta*.—1992.—45.—P. 535—544.
18. Ivchenko V., Mal'nev V., and Martysh E. Seismogenic e/m radiation in optical and infrared range // *Proc. of SPIE*.—1997.—3237.—P. 23—26.
19. Kawamoto H., Ogava T. First model of negative ion composition in the troposphere // *Planet Spase Sci*.—1986.—34, N 12.—P. 1229—1239.
20. Kikuchi H. Environmental and Space electromagnetic. — Tokyo: Springer-Verlag, 1991.
21. Kim V., Hegai V. On possible changes the midlaltitude and upper ionosphere before strong EQ // *J. EQ Prediction Research*.—1997.—6, N 1.—P. 11—23.
22. Kogan E., Mal'nev V., and Martysh E. The electron states on the dielectric surface and heterogenic recombination // III-rd All-union Plasma Chemistry Symp. — 1979.—Vol. 1.—P. 77—80.
23. Levitskij S., Martysh E. Sodium as a possible reason for long afterglow of meteor tails // *Astronomicheskij Vestnik // Solar System Research*.—1995.—29, N 4.—P. 373—376.
24. Martysh E., Sidorenko V. On the possible mechanism of upward discharge above seismo-active region // *Plasma-97, Poland, Contr. Papers*.—1997.—Vol. 1.—P. 415—418.
25. Milne L. Sodium atom excitation in the nitrogen afterglow // *J. Chem. Phys*.—1970.—52, N 10.—P. 53—60.
26. Reid G. Mesospheric aerosols charging and coagulation // *GRL*.—1997.—24, N 9.—P. 1095—1098.
27. Smirnov V. The ionization in Troposphere. — St.-Pb.: Hidrometeoizdat, 1992.—212 p.

THE INFLUENCE OF THE RADON EMISSION PRECEDING EARTHQUAKES ON THE LOWER-IONOSPHERE PARAMETERS

E. V. Martysh

We base the possibility of using the photometric parameters of the lower ionosphere which are noticeably changed by disturbances of the Earth's electrostatic field. A set of models is proposed for the optical and near-infrared parts of spectrum. These models suggest a nonequilibrium excitation of the molecular components at altitudes near 100 km. Radiation intensities forr specific spectral ranges are estimated.