

ОБОБЩЕННАЯ ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ МАССОПЕРЕНОСА РАДОНА ^{222}Rn И ЕГО ЭКСХАЛЯЦИЯ В ПРИЗЕМНЫЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ

© 2007 г. Р.И. Паровик¹, И.А. Ильин², П.П. Фирстов³

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, 684034, с. Паратунка, Камчатская обл., ул. Мирная, 7; E-mail: romano_kgu@rambler.ru

²Камчатский государственный университет им. Витуса Беринга, 683032 Петропавловск-Камчатский, ул. Пограничная, 4

³Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, 683006 Петропавловск-Камчатский, бул. Пийпа, 9

Рассмотрена обобщенная одномерная математическая модель процесса массопереноса эманации ^{222}Rn в рыхлых отложениях и в приземном слое атмосферы. Для данной модели найдены аналитические решения, которые отвечают граничным условиям задачи. Построены кривые распределения концентрации радона в верхней части рыхлых отложений и его эксхалации (стока) в приземный слой атмосферы в зависимости от коэффициентов эффективной диффузии и конвективной скорости переноса.

GENERALIZED ONE-DIMENSIONAL MODEL FOR MASS TRANSFER OF RADON ^{222}Rn IN GROUND AND EXHALATION IT IN THE SURFACE LAYER OF THE ATMOSPHERE

R.I. Parovik¹, I.A. Iljin², P.P. Firstov³

¹Institute of Cosmo physical Researches and Radio Wave Propagation, Far East Division, Russian Academy of Sciences, Paratunka, 684034, Russia; E-mail: romano_kgu@rambler.ru

²Kamchatka State University by Vitus Bering, Petropavlovsk-Kamchatski, 683032, Russia

³Institute of volcanology and seismology, Far East Division, Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatski, 683006, Russia

The paper presents a generalized one-dimensional model for mass transfer of radon ^{222}Rn - emanation in alluvium deposits and the surface layer of the atmosphere. Analytical solutions for this model were found which meet the boundary conditions of an experiment. Curve distributions of concentration of radon-emanation in the top part in alluvium deposits and the surface layer of the atmosphere were constructed depending on coefficients of effective diffusion and convection speeds transfer.

Введение

Наблюдения за динамикой изменений распределения радона в грунте и его стоком в приземный слой атмосферы ведутся давно. Построены различные модели данных процессов с различными параметрами, определяющие соответствующие модельные задачи. Очень широка область применения таких моделей и их приложений во многих научных направлениях: сейсмология [1-3], геохимия [4,5], геофизика [6-9] и т.д. Например, в сейсмологии изменения в динамике распределения подпочвенного радона перед землетрясениями позволяют рассматривать радон в качестве предвестника таких землетрясений. Особенно бурное развитие в этом направлении началось в конце 80-х годов и продолжается до сих пор, в том числе и на Камчатке [1-3,6].

В приземном слое атмосферы под действием ионизации воздуха за счет стока радона вблизи земной поверхности возникает электродный эффект [7]. Электродный эффект, в свою очередь, влияет на электрические характеристики атмосферы вблизи поверхности земли. Как показано в [7], сток радона в атмосферу существенно меняет электрические свойства ее приземного слоя.

Поэтому в настоящей работе рассматривается модель массопереноса радона не только в грунте, но и в приземном слое атмосферы. Большой вклад в математическую модель переноса

подпочвенного радона вносят процессы диффузии и конвекции радона. Вследствие чего в данной работе была построена диффузионно-конвективная одномерная математическая модель массопереноса подпочвенного радона на земную поверхность и приземный слой атмосферы на основе уравнений миграций с начальными и краевыми условиями. Были получены аналитические решения для данной модели с помощью метода операционного исчисления (интегрального преобразования Лапласа). Построены кривые распределения концентраций радона в зависимости от коэффициентов эффективной диффузии и его конвективной скорости переноса.

Теоретический анализ

Математическая диффузионно-конвективная модель массопереноса ^{222}Rn и его эксхалация в приземный слой атмосферы. Модель переноса подпочвенного радона описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных с начальными и граничными условиями [9,10]. Целью построения таких моделей является получение представлений о закономерностях распределения концентрации ^{222}Rn в зоне аэрации рыхлых отложений с различными физико-механическими параметрами. Классическая теория эманационного метода рассматривает массоперенос радона в рыхлых отложениях как некий установившийся диффузионно-конвективный процесс, который описывается следующим уравнением [9,10]:

$$D \frac{\partial^2 N_1(z,t)}{\partial z^2} + v\eta \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial z} - \lambda\eta N_1(z,t) - \eta \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} + Q = 0. \quad (1)$$

Уравнение массопереноса в атмосфере описывается уравнением следующего вида:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(A \cdot \frac{N_2(z,t)}{\partial z} \right) - \lambda N_2(z,t) + \eta \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

где; η – пористость горной породы; D – коэффициент диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$; λ – постоянная распада эманаций, с^{-1} ; v – скорость конвективного переноса, $\text{см}/\text{с}$; $Q = \frac{a \cdot \text{Ra} \cdot \rho \cdot \lambda}{\eta}$ – скорость выделения

эманаций в поровое пространство в единице объема среды, $\text{Ки} \cdot \text{с}/\text{см}^3$; Ra – количество радия в породе, г ; ρ – плотность породы, $\text{г}/\text{см}^3$; a – коэффициент эманирования; A – коэффициент турбулентной диффузии, $N_1(z,t)$ и $N_2(z,t)$ – плотности распределения радона в грунте и в атмосфере соответственно.

Математическая диффузионная модель массопереноса радона в приземный слой атмосферы. На первом этапе исследований рассмотрим случай распределения радона в рыхлых отложениях бесконечной мощности в стационарных условиях с распределенными параметрами. В этом случае перенос подпочвенного радона происходит в условиях отложений с однородным кларковым содержанием радиоактивных элементов. Рассмотрим упрощенную задачу массопереноса радона в приземный слой атмосферы при следующих допущениях: конвективная составляющая отсутствует ($v=0$) и уравнение (2) стационарное.

При принятых допущениях мы будем иметь систему уравнений

$$\begin{cases} D \frac{\partial^2 N_1(z,t)}{\partial z^2} - \lambda\eta N_1(z,t) - \eta \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} + Q = 0, \\ A \frac{\partial^2 N_2(z,t)}{\partial z^2} - \lambda N_2(z,t) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

со следующими краевыми условиями:

$$1) \quad z=0 \quad N_1(0,t) = N_2(0,t), \quad \eta D \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = A \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=0},$$

$$2) \quad z \rightarrow +\infty \quad N_1(+\infty, t) = N_\infty, \quad z \rightarrow -\infty \quad N_2(-\infty, t) = 0, \quad (4)$$

$$3) \quad t = 0 \quad N_1(z, 0) = N_\infty,$$

$N_\infty = Q/(\eta\lambda)$ – фоновая концентрация радона.

Данные краевые условия можно интерпретировать следующим образом:

- 1) равенство потоков и плотностей радона на границе сред;
- 2) постоянная концентрация радона при достижении равновесия с продуктами распада на определенной глубине рыхлых отложений;
- 3) концентрация радона в грунте в начальный момент времени постоянна и равна фоновой концентрации.

В силу линейности дифференциальных уравнений системы (3), воспользуемся методом операционного исчисления и проведем интегральное преобразование Лапласа [11].

Введем функции изображения:

$$F_1(z, p) = \int_0^\infty N_1(z, t)e^{-pt} dt \quad \text{и} \quad F_2(z, p) = \int_0^\infty N_2(z, t)e^{-pt} dt.$$

Тогда система (3) запишется в виде

$$\begin{cases} D \frac{d^2 F_1(z, p)}{dz^2} - \eta(\lambda + p)F_1(z, p) + \eta N_\infty \frac{(\lambda + p)}{p} = 0, \\ A \frac{d^2 F_1(z, p)}{dz^2} - \lambda F_2(z, p) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

а граничные условия:

$$1. \quad z = 0 \quad F_1(0, p) = F_2(0, p), \quad \eta D \left. \frac{dF_1(z, p)}{dz} \right|_{z=0} = A \left. \frac{dF_2(z, p)}{dz} \right|_{z=0} \quad (6)$$

$$2. \quad z \rightarrow +\infty \quad F_1(+\infty, p) = N_\infty / p, \quad z \rightarrow -\infty \quad F_2(-\infty, p) = 0.$$

Каждое уравнение системы (6) является обыкновенным линейным дифференциальным уравнением второго порядка, решения для которого могут быть легко получены [12].

Первое уравнение системы (6) имеет решение

$$F_1(z, p) = C_1 e^{\sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} z} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} z} + N_\infty / p,$$

где $D^* = D/\eta$ – эффективный коэффициент диффузии.

Второе уравнение системы (5) имеет решение: $F_2(z, p) = C_3 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} + C_4 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z}$. Тогда система (5) будет иметь вид

$$\begin{cases} F_1(z, p) = C_1 e^{\sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} z} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} z} + \frac{N_\infty}{p}, \\ F_2(z, p) = C_3 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} + C_4 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z}. \end{cases} \quad (7)$$

Учитывая граничные условия (6), найдем константы C_1, C_2, C_3, C_4

$$\begin{cases} C_1 + C_2 + \frac{N_\infty}{p} = C_3 + C_4, \\ \eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} C_1 - \eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} C_2 = A \sqrt{\frac{\lambda}{A}} C_3 - A \sqrt{\frac{\lambda}{A}} C_4. \end{cases}$$

Учитывая условия на бесконечности, получим, что $C_1=C_4=0$.

$$\text{В итоге } C_2 = -\frac{N_\infty \sqrt{A\lambda}}{p \left(\eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} + \sqrt{A\lambda} \right)} \quad \text{и} \quad C_3 = \frac{N_\infty}{p} - \frac{N_\infty \sqrt{A\lambda}}{p \left(\eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} + \sqrt{A\lambda} \right)}.$$

Подставляя найденные константы в систему (7), получим, что изображения будут иметь вид

$$F_1(z, p) = \frac{N_\infty}{p} - \frac{N_\infty \sqrt{A\lambda}}{p \left(\eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} + \sqrt{A\lambda} \right)} e^{-\sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} z}, \quad F_2(z, p) = \left(\frac{N_\infty}{p} - \frac{N_\infty \sqrt{A\lambda}}{p \left(\eta D \sqrt{\frac{\lambda+p}{D^*}} + \sqrt{A\lambda} \right)} \right) e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z}. \quad (8)$$

Теперь осталось перейти к оригиналам $N_1(z, t)$ и $N_2(z, t)$. Изображения (8) можно представить в виде некоторой комбинации ранее известных оригиналов, которые даны в [11]:

$$\begin{aligned} N_1(z, t) &= N_\infty \cdot \left(1 - b \cdot \left(\frac{e^{-\sqrt{\tau\lambda}}}{2(b+\sqrt{\lambda})} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} - \sqrt{\lambda} \cdot t \right) + \frac{e^{\sqrt{\tau\lambda}}}{2(b-\sqrt{\lambda})} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} + \sqrt{\lambda} \cdot t \right) - \frac{b \cdot e^{b\sqrt{\tau+b^2t-\lambda t}}}{b^2-\lambda} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} + b\sqrt{t} \right) \right) \right), \\ N_2(z, t) &= N_\infty e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} \left(1 - b \left(\frac{b - \sqrt{\lambda} \cdot \operatorname{erf}(\lambda t) - b e^{b^2 t - \lambda t} \cdot \operatorname{erfc}(b\sqrt{t})}{b^2 - \lambda} \right) \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где $b = \frac{\sqrt{AD^*\lambda}}{\eta D}$, $\tau = \frac{z^2}{D^*}$ – время установления равновесия с продуктами полураспада, $\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y)$,

$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz$ – интеграл вероятностей табулирован [13]. Концентрация радона

уменьшается с уменьшением z – глубины от земной поверхности, а при увеличении D^* процесс установления равновесия с продуктами полураспада ускоряется. Это видно из полученных решений (9). Кроме того, ^{222}Rn обладает сравнительно малым периодом полураспада, около 3.825 суток, поэтому теоретически имеет малую миграционную способность в рыхлых отложениях – первый десяток метров. Однако часто наблюдают эманационные аномалии на поверхности от источников с глубин 10-12 метров и значительно ниже [9,10], что является свидетельством об участии в массопереносе радона в почве не только диффузионного, но и конвективного процесса [8].

Диффузионно-конвективная модель массопереноса радона в приземный слой атмосферы. Рассмотрим уравнение миграции радона в грунте с учетом конвективной составляющей

$$D \frac{\partial^2 N_1(z, t)}{\partial z^2} + v\eta \frac{\partial N_1(z, t)}{\partial z} - \lambda \eta N_1(z, t) - \eta \frac{\partial N_1(z, t)}{\partial t} + Q = 0,$$

а стационарное уравнение миграции радона в приземном слое атмосферы оставим без изменения:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(A \cdot \frac{N_2(z,t)}{\partial z} \right) - \lambda N_2(z,t) = 0.$$

На основе данных уравнений составим математическую диффузионно-конвективную модель переноса радона и его выхода в приземный слой атмосферы

$$\begin{cases} D \frac{\partial^2 N_1(z,t)}{\partial z^2} + v\eta \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial z} - \lambda\eta N_1(z,t) - \eta \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} + Q = 0, \\ A \frac{\partial^2 N_2(z,t)}{\partial z^2} - \lambda N_2(z,t) = 0. \end{cases} \quad (10)$$

В качестве краевых условий возьмем условия (4) задачи (3). Будем считать, что скорость конвективного потока направлена параллельно оси z и на границе сред отсутствует снос потоков эманации:

- 1) $z = 0$ $N_1(0,t) = N_2(0,t)$, $\eta D \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = A \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=0}$;
- 2) $z \rightarrow +\infty$ $N_1(+\infty,t) = N_\infty$, $z \rightarrow -\infty$ $N_2(-\infty,t) = 0$;
- 3) $t = 0$ $N_1(z,0) = N_\infty$.

Применяя метод операционного исчисления [11], получим

$$\begin{cases} D \frac{d^2 F_1(z,p)}{dz^2} + v\eta \frac{dF_1(z,p)}{dz} - \eta(\lambda + p)F_1(z,p) + \eta N_\infty \frac{(\lambda + p)}{p} = 0, \\ A \frac{d^2 F_2(z,p)}{dz^2} - \lambda F_2(z,p) = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Граничные условия принимают вид

- 1) $z = 0$ $F_1(0,p) = F_2(0,p)$, $\eta D \frac{dF_1(z,p)}{dz} \Big|_{z=0} = A \frac{dF_2(z,p)}{dz} \Big|_{z=0}$;
- 2) $z \rightarrow +\infty$ $F_1(+\infty,p) = \frac{N_\infty}{p}$, $z \rightarrow -\infty$ $F_2(-\infty,p) = 0$.

Решая систему (11), получим

$$F_1(z,p) = C_1 \exp \left\{ \left(\frac{\sqrt{v^2 \eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p - v\eta}}{2D} \right) z \right\} + C_2 \exp \left\{ - \left(\frac{\sqrt{v^2 \eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p - v\eta}}{2D} \right) z \right\} + \frac{N_\infty}{p},$$

$$F_2(z,p) = C_3 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} + C_4 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z}.$$

Тогда система будет иметь вид

$$\begin{cases} F_1(z,p) = C_1 \exp \left\{ \left(\frac{\sqrt{v^2 \eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p - v\eta}}{2D} \right) z \right\} + C_2 \exp \left\{ - \left(\frac{\sqrt{v^2 \eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2D} \right) z \right\} + \frac{N_\infty}{p}, \\ F_2(z,p) = C_3 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} + C_4 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z} = 0. \end{cases} \quad (12)$$

Учитывая граничные условия (4), найдем константы C_1, C_2, C_3, C_4 . Принимая во внимание условия на бесконечности, получим $C_1 = C_4 = 0$. Для определения C_2, C_3 получим систему

$$\begin{cases} C_2 + \frac{N_\infty}{p} = C_3, \\ -\eta \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2} \right) C_2 = \sqrt{\lambda A} C_3. \end{cases} \quad (13)$$

Решая данную систему относительно констант C_2, C_3 , получим

$$C_2 = \frac{-\frac{N_\infty}{p}\sqrt{\lambda A}}{\eta \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2} \right) + \sqrt{\lambda A}}, \quad C_3 = \frac{N_\infty}{p} \left(1 - \frac{\sqrt{\lambda A}}{\eta \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2} \right) + \sqrt{\lambda A}} \right).$$

Подставляя найденные константы в систему (12), получим изображения

$$\begin{aligned} F_1(z, p) &= \frac{N_\infty}{p} \left(1 - \frac{\sqrt{\lambda A}}{\eta \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2} \right) + \sqrt{\lambda A}} \exp \left\{ - \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2D} \right) z \right\} \right), \\ F_2(z, p) &= \frac{N_\infty}{p} \left(1 - \frac{\sqrt{\lambda A}}{\eta \left(\frac{\sqrt{v^2\eta^2 + 4D\eta\lambda + 4D\eta p + v\eta}}{2} \right) + \sqrt{\lambda A}} \right) e^{\sqrt{\frac{\lambda}{A}} z}. \end{aligned} \quad (14)$$

Теперь вычислим оригиналы. При помощи несложных преобразований, изображения (14) можно привести к табличному виду [11]

$$\begin{aligned} N_1(z, t) &= N_\infty \left(1 - \frac{\sqrt{\lambda A}}{\sqrt{D\eta}} \cdot e^{-z\frac{v\eta}{2D}} \left(\frac{e^{-\sqrt{\tau}a} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} - \sqrt{a}t \right)}{2(b+\sqrt{a})} + \frac{e^{\sqrt{\tau}a} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} + \sqrt{a}t \right)}{2(b-\sqrt{a})} - \frac{be^{b\sqrt{\tau}+b^2t-a} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} + b\sqrt{\tau} \right)}{b^2-a} \right) \right) \\ N_2(z, t) &= N_\infty e^{z\sqrt{\frac{\lambda}{A}}} \left(1 - \frac{\sqrt{\frac{\lambda A}{D\eta^3}} (b - \sqrt{a} \operatorname{erf}(\sqrt{at}) - be^{b^2-at} \operatorname{erfc}(b\sqrt{t}))}{b^2-a} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где $a = \lambda + \frac{v^2\eta}{4D}$, $b = \frac{v^2\eta + 2\sqrt{\lambda A}}{2\eta\sqrt{\eta D}}$, $\tau = z^2 \frac{\eta}{D}$ – время установления равновесия с продуктами

полураспада. В этом случае решения (15) значительно усложняются за счет наличия конвективного члена, вследствие чего процесс становится более интенсивным, глубина переноса радона соответственно увеличивается и возрастает сток радона в атмосферу [9,10].

Анализ распределений эманаций ^{222}Rn в грунте и приземном слое атмосферы

Построение графиков точных решений (14) математической модели (10) выполнялось при следующих числовых значениях: коэффициент пористости $\eta=0.25$, характерный для элювиально-делювиальных отложений; коэффициент распада радона (^{222}Rn) $\lambda=2.1 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$; коэффициент турбулентной диффузии у земной поверхности $A=1000 \text{ cm}^2/\text{c}$; значение фоновой эманации

$N_\infty=10$ кБк/м³ принято согласно наблюдениям в районе Паратунского грабена на Камчатке [1,2]. Были построены кривые $N(z)$ в зависимости от N_∞ . Из расчетов математической модели видно, что распределения радона от источника к поверхности земли зависит от эффективного коэффициента диффузии $D^*=D/\eta$ и конвективной составляющей v – скорости эманации радона. При увеличении скорости конвективного потока радона увеличивается дальность переноса, которая может составить до нескольких десятков метров. На рис.1б показано, что кривые концентрации радона в рыхлых отложениях и в приземном слое атмосферы на границе раздела совпадают, что обусловлено постановкой краевой задачи. В первом приближении, эксхалция радона в атмосферу, составляет 0.04 при $v=0$ см/с, $N_\infty(0.4$ кБк/м³) и 0.07 при $v=5\cdot 10^{-3}$ см/с, $N_\infty(0.7$ кБк/м³), а также наблюдается ее быстрое падение с высотой за счет турбулентной диффузии. При $D^*=5\cdot 10^{-3}$ см²/с и $v\leq 10^{-4}$ см/с наблюдается преобладание диффузионного процесса (рис.2). Видно (рис.2б), что значения эксхалции ^{222}Rn в атмосферу различаются незначительно, так как диффузионный процесс преобладает над конвективным процессом [9,10].

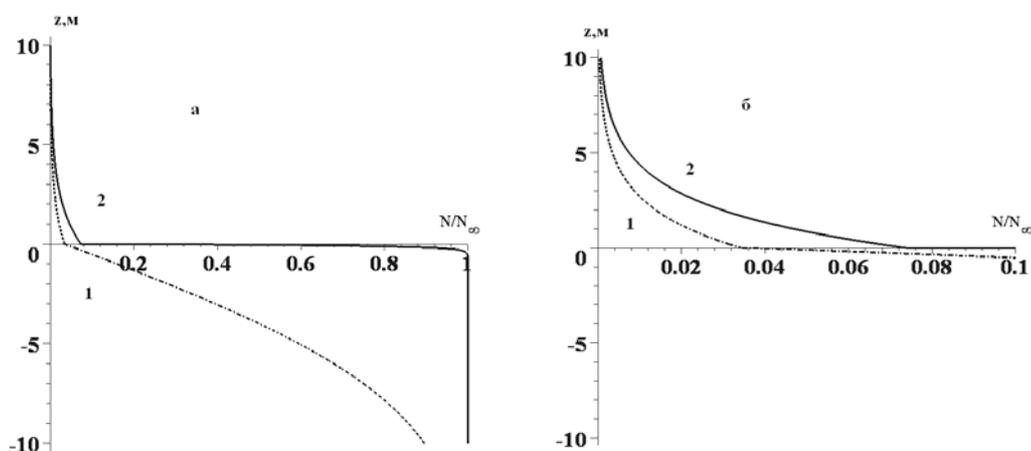


Рис.1. Кривые распределения ^{222}Rn в грунте и приземном слое атмосферы: а) 1 – при диффузионном процессе $v=0$ см/с и коэффициенте диффузии $D=5\cdot 10^{-4}$ см²/с, 2 – при диффузионно-конвективном процессе $v=5\cdot 10^{-3}$ см/с, и с тем же самым коэффициентом диффузии; б) кривые распределения ^{222}Rn , построенные более детально

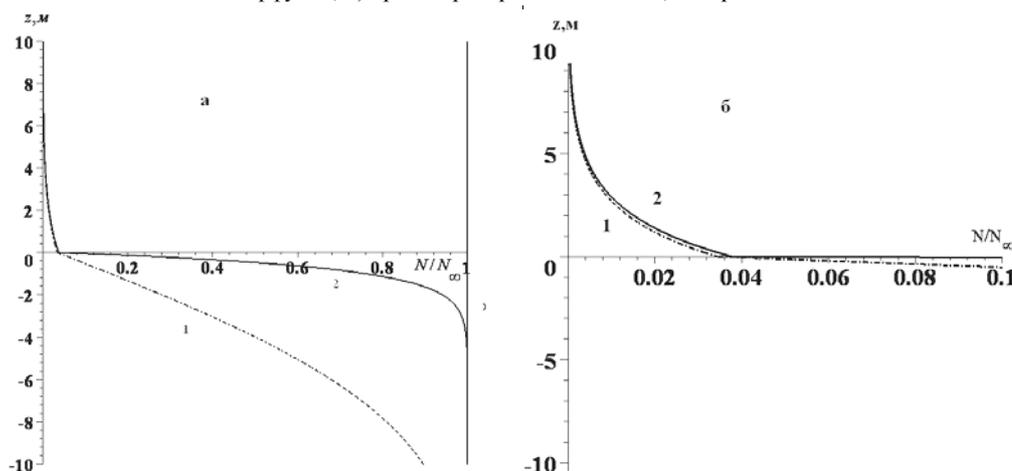


Рис.2. Кривые распределения радона с преобладающим процессом, которым является диффузия с эффективным коэффициентом $D^*=5\cdot 10^{-3}$ см²/с; а) 1 – $v=0$ см/с; 2 – $v=5\cdot 10^{-5}$ см/с; б) кривые распределения ^{222}Rn , построенные более детально.

Заключение

Построена обобщенная одномерная модель (10) массопереноса радона в грунте и его стока в приземный слой атмосферы с учетом граничных условий (4). Получены аналитические решения данной модели (15), которые в первом приближении дают оценку величины эксхалляции (стока) радона в атмосферу в зависимости от коэффициента диффузии и конвективной скорости переноса. Данная математическая модель не является полной, так как не учитывает влияние атмосферного давления и осадков [1,2,5]. В настоящий момент на Петропавловск - Камчатском геодинамическом полигоне функционирует сеть станций мониторинга подпочвенного Rn с синхронной регистрацией метеорологических параметров [1]. Анализ полученных экспериментальных данных по суточному и сезонному ходу концентраций радона в грунте совместно с динамикой атмосферного давления и осадков позволит на следующем этапе развития данной работы рассмотреть вклад метеопараметров в построенную модель. Представляет также интерес использования точных решений (15) данной модели в качестве тестовых для численных задач при условии, что коэффициенты в системе (10) непостоянны, а также рассмотреть ее в двумерной или трехмерной постановке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. П.П. Фирстов, В.П. Рудаков. Результаты регистрации подпочвенного радона в 1997-2000 гг. на Петропавловск-Камчатском геодинамическом полигоне // Вулканология и сейсмология, 2002, №6, с.1-16.
2. П.П. Фирстов. Мониторинг объемной активности подпочвенного радона Rn²²² на паратунской геотермальной системе в 1997-1998 гг. с целью поиска предвестников сильных землетрясений Камчатки // Вулканология и сейсмология, 1999, №6, с.33-43.
3. О.П. Руленко, А.В. Иванов, А.В. Шумейко. Краткосрочный атмосферно электрический предвестник Камчатского землетрясения 6.03.1992, M=6.1 // ДАН, 1992, т.326, №6, с.980-982.
4. Л.Л. Белова, Г.Н. Кричевец, Е.М. Шмарнович. Математическое моделирование процессов рудообразования при взаимодействии двух фильтрационных потоков // Геохимия, 1985, т.5, с.673-687.
5. В.П. Рудаков. О баровариациях радона // Геохимия, 1985, т.1, с.124-127.
6. Р.И. Паровик, И.А. Ильин, П.П. Фирстов. Математическая диффузионная модель массопереноса радона в грунте с и его эксхалляция в приземный слой атмосферы // Вестник КРАУНЦ, Науки о Земле, 2006, вып.7, №7, с.110-114.
7. Г.В. Кузовых, В.Н. Морозов, Я.М. Шварц. Теория электродного эффекта в атмосфере. – Таганрог: ТРГУ, 1998, 122 с.
8. G. Etiope, G. Martinelli. Migration of carrier and trace gases in the geosphere: an overview//Physics of The Earth and Planetary Interiors, 2002, v.129, p.185-204.
9. Г.Ф. Новиков, Ю.Н. Капков. Радиоактивные методы разведки. – Л.: Недра, 1965, 759с.
10. Г.Ф. Новиков. Радиометрическая разведка. – Л.: Наука, 1989, 407 с.
11. В.А. Диткин, А.П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. – М.: Высшая школа, 1965, 455 с.
12. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – С-Пб.: Лань, 2003, с 576.
13. Т. Корн, Г. Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1974, 832 с.

Поступила в редакцию 20.11.06.