

ОБ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ СБОРЕ ИОНОВ ПОЛОНИЯ – ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ РАСПАДА ИЗОТОПОВ РАДОНА В ПЛОСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Model of radon progeny electrostatic collecting (precipitation) is presented. Theoretic calculations include oxidation, recombination, neutralization and radioactive decay of radon progeny's aerosols. The expression for collection efficiency calculation in plane geometry proposed.

Экспрессные методы определения содержания изотопов радона в воздухе базируются на регистрации излучений дочерних продуктов распада (ДПР), что обусловлено их низкой физико-химической реактивностью. Электростатический сбор радионуклидов на рабочую поверхность детектора (РПД) основан на том, что образующиеся ДПР являются ионами, заключается в осаждении заряженных частиц с ДПР на детектор [1–4]. Чувствительность метода зависит от температуры, давления и влажности воздуха, наличия аэрозолей (дым, пары и др.). Количество заряженных радионуклидов ДПР, осаждаемых на РПД, определяется процессами их образования, радиоактивного распада, рекомбинации, нейтрализации [5–7]. Учет условий электростатического сбора можно произвести программно, определив механизм протекающих явлений, а также по градуировочным кривым, если есть датчики влажности, давления и т. д. [4]. Для оптимизации измерения необходимо знать механизм процессов электростатического осаждения радионуклидов на РПД. В радиометрах радона с электростатическим осаждением используют сбор положительно заряженных ДПР.

ДПР радона, представляющие собой тяжелые радиоактивные металлы являются короткоживущими и химически активными. Более 90 % их образуются в виде ионов, которые формируют соединения с атомами и молекулами воздуха, прикрепляются к аэрозольным частицам и участвуют в движении воздуха, являясь его составной частью. На рис. 1 представлена схема образования молекулярных (первичных) и надмолекулярных аэрозольных пылевых частиц с ДПР [7].

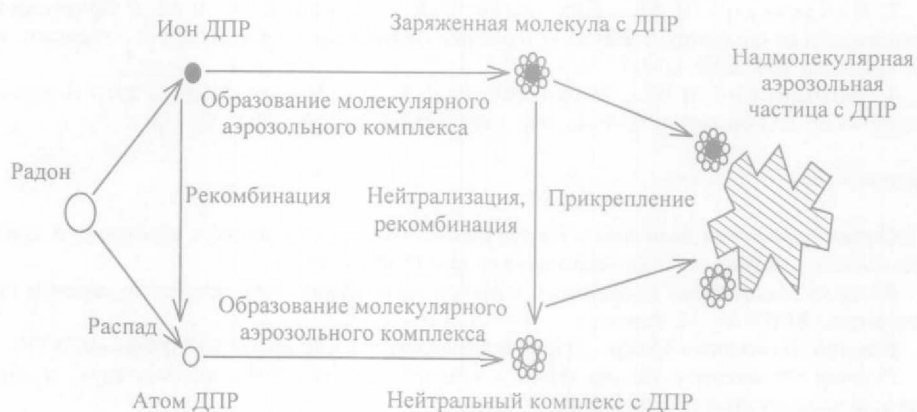
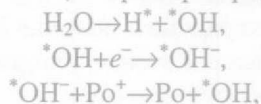


Рис. 1. Образование аэрозольных частиц с ДПР

При формировании аэрозолей с ДПР различают три основных процесса рекомбинации и нейтрализации [6]:

1) малоионная рекомбинация – $Po^+ + R^-(e^-) \rightarrow PoR(Po)$, где R – химически активный радикал;

2) механизм сбора электронов (на примере продуктов радиолиза воды):



где H^* и *OH – возбужденные продукты радиолиза; полагаем, что возможна реакция $^*OH^- + PoO_2^+ \rightarrow PoO_2 + ^*OH$ [4];

3) механизм перехода электрона – *механизм нейтрализации*, под которым понимают переход электрона от молекулы с меньшим потенциалом ионизации (ПИ) (NO , NO_2) к частице с большим ПИ (PoO_2^+). Переход электрона к заряженной фракции аэрозоли происходит от молекул с меньшим ПИ. Для PoO_2^+ это могут быть NO , NO_2 , NH_3 , $n-C_5H_{12}$ (таблица). Механизм нейтрализации оксида полония достаточно хорошо изучен. В работах [5, 6] отмечается, что для молекул N_2 , O_2 и H_2O (см. таблицу) этот процесс не происходит.

Потенциалы ионизации некоторых химических соединений

Соединение	NO	NO ₂	NH ₃	n-C ₅ H ₁₂	O ₂	H ₂ O	N ₂
ПИ, эВ	9,25	9,79	10,2	10,35	12,10	12,56	15,58

Заряженные ДПР могут участвовать в быстропотекающих процессах (тепловом движении, диффузии, осаждении и др.). Первоначальный срыв электронов, концентрация частиц с меньшим, чем аэрозоли ДПР, потенциалом ионизации, наличие электроотрицательных газов и свободных радикалов существенно влияют на подвижность заряженных фракций продуктов распада изотопов радона. Водяные пары (влажность воздуха) воздействуют на процессы рекомбинации ионов Po^+ , PoO_2^+ с гидроксильным радикалом OH [8]. Интенсивность протекания процессов нейтрализации и рекомбинации пропорциональна концентрациям реагентов.

В работах [4, 9] производился расчет электростатического осаждения ДПР радона для частных случаев.

Рассмотрим стационарный режим электростатического сбора ДПР для нахождения пространственного распределения ионов.

Используем следующие предположения:

1. Происходит постоянная равномерная ионизация вещества рабочего объема плоскопараллельной камеры сбора ДПР радона (длина камеры – d (см), площадь поперечного сечения – S (см²)). Предполагается, что величина интенсивности образования в ней пар ионов q (см⁻³·с⁻¹) определяется объемной активностью (ОА) радона и его ДПР в воздухе камеры, а также внешними источниками излучения.

2. Пренебрегаем диффузией ионов в процессе электростатического сбора.

3. Учитываем рекомбинационные потери только при столкновениях тяжелых ионов.

4. Положительные ионы полония собираются на РПД (катод камеры – РПД).

Используем следующие обозначения:

n_{Rn} – объемная концентрация радона (см⁻³);

$n_{\pm}$ – объемная концентрация положительных и отрицательных ионов, для ионов полония – n_{+Po} , для оксида полония – n_{+PoO} (см^{-3});

$\omega_{\pm}$ – скорость дрейфа положительных и отрицательных ионов, в том числе полония – ω_{+Po} , оксида полония – ω_{+PoO} , считаем $\omega_{\pm} > 0$ ($\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$);

α – постоянная рекомбинации ($\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$);

λ_{Rn} – постоянные распада радона и полония λ_{Po} (с^{-1});

γ – постоянная нейтрализации оксида полония (с^{-1});

k – постоянная окисления полония (с^{-1}).

Движение положительных ионов рассматривается вдоль оси x (к катоду). Анализируется баланс ионов в слое dx (рис. 2).

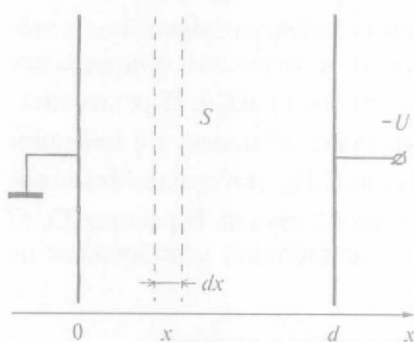


Рис. 2. Схема плоской геометрии

Поток ионов из этого объема $J(x+dx) - J(x) = dJ(x)$, где $J = n\omega S$, $n \equiv n_{\pm}$, $\omega = \omega_{\pm}$, S – площадь поперечного сечения камеры (см^2).

Если S , n , ω зависят только от координаты x , тогда

$$dJ(x) = \left(\frac{dS}{dx} \omega n + \frac{d\omega}{dx} S n + \frac{dn}{dx} S \omega \right) dx.$$

Очевидно, что в плоской геометрии

$\frac{dS}{dx}$ и $\frac{d\omega}{dx}$ равны нулю.

Поскольку поток ионов из объема определяется числом ионов, рождающихся и исчезающих в этом объеме, уравнение баланса ионов принимает вид:

$$dJ(x) = dN(x); \quad (1)$$

для тяжелых положительных и отрицательных ионов:

$$dN(x) = (q - \alpha n_+ n_-) S dx.$$

В итоге получаем систему дифференциальных уравнений, которая описывает пространственное распределение тяжелых положительных и отрицательных ионов:

$$\begin{cases} \omega_+ \frac{dn_+}{dx} = q - \alpha n_+ n_-, \\ -\omega_- \frac{dn_-}{dx} = q - \alpha n_+ n_-. \end{cases} \quad (2)$$

Первый продукт распада радона – полоний рассматриваем в двух фракциях – Po и PoO_2 :

1) для положительных ионов полония:

$$dN(x) = (\lambda_{Rn} n_{Rn} - \alpha n_{+Po} n_- - k n_{+Po} - \lambda_{Po} n_{+Po}) S dx;$$

2) для положительных ионов оксида полония:

$$dN(x) = (k n_{+Po} - \alpha n_{+PoO} n_- - \gamma n_{+PoO} - \lambda_{Po} n_{+PoO}) S dx.$$

Тогда система дифференциальных уравнений, которая описывает пространственное распределение положительных ионов полония, примет вид:

$$\begin{cases} \omega_{+Po} \frac{dn_{+Po}}{dx} = \lambda_{Rn} n_{Rn} - \alpha n_{+Po} n_- - k n_{+Po} - \lambda_{Po} n_{+Po}, \\ \omega_{+PoO} \frac{dn_{+PoO}}{dx} = k n_{+Po} - \alpha n_{+PoO} n_- - \gamma n_{+PoO} - \lambda_{Po} n_{+PoO}. \end{cases} \quad (3)$$

Изменение состояния отражается системой (3). Однако при очень быстром окислении ($k \rightarrow \infty$) ее можно заменить одним уравнением

$$\omega_{+PoO} \frac{dn_{+PoO}}{dx} = \lambda_{Rn} n_{Rn} - \alpha n_{+PoO} n_- - \gamma n_{+PoO} - \lambda_{Po} n_{+PoO}. \quad (4)$$

Скорость дрейфа ($\omega_{\pm}$) определяется напряженностью электрического поля:

$$\omega_{\pm} = \mu_{\pm} E,$$

где $\mu_{\pm}$ – подвижности соответствующих ионов, $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$; E – напряженность электрического поля, $\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$.

Для плоской геометрии $E = \frac{U}{d}$, U – напряжение на электроде (см. рис. 2), B, d – расстояние между электродами, см.

Распределение зарядов в плоской камере сбора ионов с учетом рекомбинационных потерь

Система (2) с граничными условиями $n_+(0)=0$, $n_-(d)=0$ может быть решена аналитически: $\omega_+ \frac{dn_+}{dx} + \omega_- \frac{dn_-}{dx} = 0 \Rightarrow n_- = C - \frac{\omega_+}{\omega_-} n_+$, где C – константа интегрирования, а ее величина определяется граничными условиями. Физический смысл константы C поясняет соотношение $C = n_-(0) = \frac{\omega_+}{\omega_-} n_+(d)$.

Для n_+ получается уравнение:

$$\omega_+ \frac{dn_+}{dx} = q - C \alpha n_+ + \alpha \frac{\omega_+}{\omega_-} n_+^2, \quad n_+(0) = 0.$$

Решение системы (2) может быть представлено в виде:

$$n_+(x) = \frac{\frac{q}{\alpha} \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{x}{\omega_+} \right)}{C_N + \frac{C}{2} \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{x}{\omega_+} \right)},$$

$$n_-(x) = \frac{C C_N + \left(\frac{C^2}{2} - \frac{\omega_+ q}{\omega_- \alpha} \right) \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{x}{\omega_+} \right)}{C_N + \frac{C}{2} \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{x}{\omega_+} \right)},$$

где введено обозначение $\sqrt{\frac{\omega_+ q}{\omega_- \alpha} - \left(\frac{C}{2} \right)^2} = C_N$.

Из граничных условий для n_+ можно получить уравнение для определения константы C :

$$n_+(d) = C \frac{\omega_-}{\omega_+} = \frac{\frac{q}{\alpha} \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{d}{\omega_+} \right)}{C_N + \frac{C}{2} \operatorname{tg} \left(\alpha C_N \frac{d}{\omega_+} \right)}.$$

Если время дрейфа ионов в плоской электростатической камере

$$\tau_{\text{дрейфа}} = \frac{d}{\omega_+} \ll \frac{2}{\sqrt{q\alpha}}, \quad (5)$$

то процессами рекомбинации можем пренебречь. Однако рекомбинация может протекать более интенсивно в местах трековой ионизации (в треке). В этих локализациях концентрация ионов гораздо выше средней по камере. В данной работе учет локальных рекомбинаций не проводится.

Эффективность электростатического сбора ионов полония без учета рекомбинационных потерь

Эффективность сбора частиц в электростатической камере будет определяться соотношением $\varepsilon = N_2/N_1$, где N_1 – число частиц, рождающихся в камере в единицу времени; N_2 – число частиц, которые собираются на электроде в единицу времени. Для плоскопараллельной камеры $N_2 = n_{\text{PoO}}(d)\omega_{\text{PoO}}S$, $N_1 = \lambda_{\text{Rn}}n_{\text{Rn}} \cdot d \cdot S$.

Получим выражение для эффективности сбора в плоскопараллельной камере, если рекомбинационными потерями можно пренебречь. В этом случае уравнение (4) упрощается

$$\omega_{\text{PoO}} \frac{dn_{\text{PoO}}}{dx} = \lambda_{\text{Rn}}n_{\text{Rn}} - \gamma n_{\text{PoO}} - \lambda_{\text{Po}}n_{\text{PoO}}.$$

С учетом граничного условия $n_{\text{PoO}}(0)=0$ решение этого уравнения имеет вид:

$$n_{\text{PoO}}(x) = \frac{\lambda_{\text{Rn}}n_{\text{Rn}}\omega_{\text{PoO}}}{\lambda_{\text{Po}} + \gamma} \left(1 - e^{-\frac{x(\lambda_{\text{Po}} + \gamma)}{\omega_{\text{PoO}}}} \right).$$

Относительную эффективность сбора положительных ионов полония представим как функцию $\varepsilon(U)$:

$$\varepsilon(U) = \frac{\mu_{\text{PoO}} \cdot U}{d^2(\lambda_{\text{Po}} + \gamma)} \left(1 - e^{-\frac{d^2(\lambda_{\text{Po}} + \gamma)}{\mu_{\text{PoO}} \cdot U}} \right). \quad (6)$$

Это выражение можно применить для анализа результатов, полученных в работе [3], поскольку условия измерения соответствуют требованию (5). Используя экспериментальные данные для $\varepsilon(U)$ изотопов ^{215}Po и ^{216}Po из этой работы, оценим величину γ . Относительная эффективность электростатического сбора названных радиоизотопов может быть описана функцией вида

$$\varepsilon(U) = \frac{U}{G} \left(1 - e^{-\frac{G}{U}} \right), \quad (7)$$

где, по нашим расчетам, для ^{215}Po $G_{^{215}\text{Po}} = 450 \pm 50 \text{ В}$ и для ^{216}Po $G_{^{216}\text{Po}} = 150 \pm 50 \text{ В}$.

Значение ε зависит от подвижности аэрозольной фракции, а значит, от атомного состава молекулы или кластерной группы. Подвижность ионов полония и аэрозольных комплексов с ним составляет $0,56\text{--}2,04 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ [6]. Для расчета возьмем подвижность образующегося иона полония $\mu_{\text{PoO}} = 1,85 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$. Расстояние между электродами в работе [3] составляет $d=1,11 \text{ см}$.

Физические и химические процессы, происходящие при электростатическом сборе ^{215}Po и ^{216}Po , отличаются только интенсивностью радиоактивного распада. Постоянные распада изотопов ^{215}Po и ^{216}Po $\lambda_{^{215}\text{Po}} = 385 \text{ с}^{-1}$ и

$\lambda_{^{216}\text{Po}} = 4,62 \text{ с}^{-1}$ соответственно. Из (6) – (7) получим $\gamma = \frac{\mu_{\text{PoO}} \cdot G}{d^2} - \lambda$. Эта

величина принимает значения $\gamma=290\pm75\text{ с}^{-1}$ для ^{215}Po и $\gamma=220\pm75\text{ с}^{-1}$ для ^{216}Po , которые хорошо согласуются между собой, при этом ее $\gamma_{\text{ср}}\approx255\text{ с}^{-1}$.

При условии равномерного образования аэрозолей ДПР в камере сбора и постоянных внешних условиях изложенный метод можно применить для описания процесса электростатического осаждения первых короткоживущих ДПР изотопов радона ^{215}Po , ^{216}Po и ^{218}Po . Выражение (6) может быть получено для других конфигураций электростатических полей (сферической, цилиндрической).

Разработанная модель позволяет проводить оценку эффективности электростатического сбора ионов радиоизотопов. Полученные в ходе расчета выражения можно использовать для определения зависимости эффективности сбора ионов ДПР от параметров окружающей среды (давления, влажности, температуры, внешнего радиационного фона, содержания атмосферных аэрозолей) [6, 7, 9].

1. Howard A.J., Carrol S.E., Strange W.P. // Am. J. Phys. 1991. Vol. 59. № 6. P. 544.

2. Pereira E.B., Da Silva H.E. // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A. 1989. 280. № 2-3. P. 503.

3. Shiraishi F., Takami Y., Hashimoto T., Siemincki M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. Vol. 37. № 2. Pt. 1. P. 878.

4. Лобач Д.И. Метод и средство экспресс-анализа содержания радона в атмосферном воздухе: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Мн., 1998.

5. Goldstein S.D., Hopke P.K. // Environ. Sci. and Technol. 1985. Vol. 15. P. 146.

6. Chu K.D., Hopke P.K. // Environ. Sci. Technol. 1988. Vol. 22. P. 711.

7. Porstendorfer J., Dankelmann V., Pagelkopf P. // Proceedings of the Third Eurosymposium on Protection against RADON, 10–11 may 2001. Liege (Belgium), 2001. P. 65.

8. Measurement of Radon and Radon Daughters in Air. Bethesda, 1989. Vol. 97.

9. Изготовить рабочий макет альфа-спектрометра с использованием электрических полей для концентрирования дочерних продуктов распада: Отчет о НИР / Науч. рук. Д.И. Лобач. № госрегистрации 19993185. Мн., 2000.

Поступила в редакцию 02.02.2004.

Дмитрий Иосифович Лобач – кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник Международного государственного экологического университета им. А.Д. Сахарова.

Михаил Дмитриевич Дежурко – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры ядерной физики.

УДК 621.3

А.В. ЛЕОНТЬЕВ

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВОДОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ПОЛИМЕР/SiO₂/Si

Physical and mathematical aspects of optimization of the forming process of dielectric micro-waveguides on the basis of polymer/SiO₂/Si system with the usage of ion irradiation technology is presented. The chance sequence of parameters of implanted particles is shown. This sequence allows to simplify development of technological aspects of the formation of stepped and gradient micro-waveguides on the basis of considered system.

В настоящее время в технологии интегральной оптики (ИО) и интегральной оптоэлектроники для обеспечения функционирования различных устройств обычно используют гибридные многослойные системы [1]. При