

## СВЕЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПРИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИИ

© 2020 г. Г. В. Голубков<sup>1, 2\*</sup>, В. Л. Бычков<sup>3</sup>, В. О. Готовцев<sup>3</sup>, С. О. Адамсон<sup>1</sup>,  
Ю. А. Дьяков<sup>1, 4</sup>, И. Д. Родионов<sup>1</sup>, М. Г. Голубков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup>Академия Синика, Тайбэй, Тайвань

\*E-mail: golubkov@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 22.03.2019;

после доработки 24.04.2019;

принята в печать 20.05.2019

Поиск путей прогнозирования землетрясений, включая определение момента наступления, возможных координат и энергии, — глобальная научная проблема. Исследователями обнаружен целый ряд природных явлений, которые рассматриваются в качестве их предвестников. К ним относятся также изменения, происходящие в ионосфере Земли за счет выбросов радиоактивного радона в областях сжатия. Это приводит к образованию дополнительного свечения тяжелых пылевых частиц в широком диапазоне длин волн (включая СВЧ- и ИК-излучение). Физическая причина этого явления обусловлена взаимодействием достаточно быстрых  $\alpha$ -частиц с нейтральными молекулами воздуха, в результате которого происходит их ионизация. Образующиеся ионы заряжают тяжелые пылевые частицы воздуха до величин напряженностей электрического поля, достаточных для ионизации воздуха. Одновременно эти процессы сопровождаются нейтрализацией заряженных пылевых частиц ионами воздуха за счет процесса рекомбинации. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о размерах области свечения тяжелых пылевых частиц и наблюдаемых временах позволяют оценить характерные размеры этих частиц.

*Ключевые слова:* землетрясение,  $\alpha$ -частицы, ионы, тяжелые пылевые частицы, зарядка, излучение.

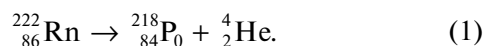
DOI: 10.31857/S0207401X2004007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Всплеск широкомасштабных исследований физико-химических процессов в ионосфере в последние два десятилетия объясняется возросшим интересом к изучению связи отклика атмосферы на мощные природные возмущения с явлениями, протекающими вблизи поверхности Земли. Возмущения ионосферы разделяются на внешние и внутренние. Первые задаются потоками быстрых заряженных частиц из окружающего космического пространства, ближайшим источником которых является Солнце. Излучение Солнца и солнечный ветер оказывают значительное влияние на распространение электромагнитных сигналов со спутников и радиолокационных станций. Последнее обстоятельство является предметом исследования радиохимической физики атмосферы [1, 2]. Источником внутренних природных возмущений ионосферы являются процессы, протекающие в окрестности и внутри Земли. К ним отно-

сятся землетрясения, вулканы, грозовые воздействия и др. [3, 4].

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением особенностей проявления землетрясений в ионосфере. Известно, что они связаны с появлением тяжелых светящихся пылевых частиц и вихрей в атмосфере. Их эволюция обсуждалась ранее в работе [5], где было установлено, что за макроскопические проявления этих атмосферных событий могут быть ответственны ион-молекулярные реакции в приземном слое. Согласно изложенному в работах [6, 7], одним из основных индикаторов предвестников землетрясений служит радиоактивный радон  $^{222}_{86}\text{Rn}$  — основной источник  $\alpha$ -частиц ( $^4_2\text{He}$ ). Его распад приводит к образованию нуклида  $^{218}_{84}\text{Po}$  с выделением 5.59 МэВ энергии [8]:



В связи с проблемой прогноза землетрясений предложена модель, которая объясняет механизмы, приводящие к свечению тяжелых пылевых частиц в эпицентральных областях во время и после сейсмических событий [6, 7]. В ее основе лежит предположение о том, что именно ионизация воздуха  $\alpha$ -частицами приводит к заряду пылевых частиц и капель до величины пробойного электрического поля вблизи их поверхности. Рекомбинация последних с ионами воздуха и ответственна за свечение. Для последующей физической формулировки модели остановимся на данных, связанных с появлением светящихся областей. Форма светящейся области по показаниям очевидцев, собранным в работе [9], представляет собой полушару радиусом от 10 до 100 м, соприкасающуюся с поверхностью Земли. Продолжительность свечения в среднем составляет 10–100 с.

В середине 60-х годов 20-го столетия было подтверждено фотографически и документально свечение при землетрясениях [9]. Для объяснения этого явления рассматривались различные механизмы, такие как люминесценция деформируемых горных пород, хемилюминесценция воздуха, грозовые электрические разряды и многие другие [10, 11]. В дальнейшем в работе [12] для объяснения этого явления был предложен механизм неустойчивости капелек тумана или подтаявших льдинок в электрическом поле. Данные о размерах области пространства и длительности свечения в этой работе приведены не были. Не обсуждались также причины выбора в качестве объектов исследований достаточно крупных частиц. Более того, роль радона  $^{222}_{86}\text{Rn}$  здесь практически не затрагивалась. Эти обстоятельства требуют развития нового подхода к решению проблемы прогноза землетрясений. Исследования, описанные в работах [5, 9, 10], позволяют по-новому взглянуть на проблему возникновения светящихся областей и попытаться объяснить ее ионизацией воздуха быстрыми частицами.

## 2. КРУПНЫЕ ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ В ИОНОСФЕРЕ

Обратимся теперь к работам [13, 14] и рассмотрим следующую последовательность событий. Под действием быстрых  $\alpha$ -частиц происходит ионизация молекул воздуха. Образовавшиеся ионы заряжают крупные пылевые частицы фона и капельки до величин напряженностей электрического поля, достаточных для ионизации воздуха. Эти процессы происходят на фоне нейтрализации заряженных пылевых частиц ионами воздуха. В дальнейшем для оценки размеров частиц используем данные о размерах области свечения воздуха и времени свечения.

Исходя из результатов работ [13, 14], запишем уравнение для определения величины положительного заряда пылевой частицы при движении на нее положительных и отрицательных ионов в следующем виде:

$$\frac{dQ^+}{dt} = \frac{e}{4} \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} \cdot 4\pi e r_d^2 N_i - e 4\pi R^2 v_i^- N_i^-. \quad (2)$$

Здесь  $e$  – заряд электрона;  $\left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2}$  – средняя тепловая скорость иона, падающего на поверхность первоначальной нейтральной пылевой частицы радиусом  $r_d$ ;  $N_i^+$  и  $N_i^-$  – концентрации положительных и отрицательных ионов в воздухе;  $v_i^-$  – скорость дрейфа отрицательных ионов в поле заряжаемой положительно пылевой частицы;  $R$  – расстояние от отрицательного иона до пылевой частицы;  $m_i$  – масса иона.

Правая часть уравнения (2) содержит два слагаемых. Первое слагаемое описывает зарядку пылевой частицы двигающимися в объеме положительными ионами. Второе слагаемое учитывает, что заряжаемая частица притягивает к себе ионы противоположного знака, которые движутся к ней с дрейфовой скоростью в поле заряженной пылевой частицы. Она связана с подвижностью отрицательных ионов, зарядом пылевой частицы и ее полем следующим образом [13]:

$$v_i^- = \mu^- E^+ = \frac{\mu^- Q^+}{4\pi \epsilon \epsilon_0 R^2}, \quad (3)$$

где  $\mu^-$  – подвижность отрицательного иона,  $E^+$  – напряженность электрического поля заряженной пылевой частицы,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon$  – соответствующие диэлектрические постоянные.

Вследствие быстрого прилипания электронов к молекулам кислорода образованная заряженная область содержит при комнатных условиях положительные ионы азота и отрицательные ионы кислорода. Как показано в работе [14], концентрации молекулярных ионов в воздухе можно определить для нейтральных условий соотношением

$$N_i^+ = N_i^- = \left( \frac{q_b}{\alpha_{ii}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $q_b$  – скорость ионизации в воздухе,  $\alpha_{ii}$  – коэффициент ионно-ионной рекомбинации положительных и отрицательных ионов [15].

Уравнение, описывающее процесс образования отрицательного заряда пылевых частиц, записывается аналогично. Действительно, подставляя (3) и (4) в (2), получим

$$\frac{dQ^+}{dt} = \frac{e \mu^- N_i^-}{\epsilon \epsilon_0} \left[ \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} r_d^2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu^-} - Q^+ \right]. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) хорошо известно и имеет вид

$$Q^+ = \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} r_d^2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu^-} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \mu^- N_i^- t \right) \right] \equiv \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} r_d^2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu^-} [1 - \exp(-\beta)], \quad (6)$$

где  $\beta = (e/\epsilon \epsilon_0) \mu^- N_i^- t$  – безразмерная величина.

### 3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕОРИИ

Для определения величины полного заряда  $Q^+$  необходимо, согласно (6), найти значения параметров  $r_d^2$  и  $\beta$ . Так как конкретные значения величин  $N_i^-$  и  $t$  неизвестны, то для их “восстановления” можно использовать значения времени жизни и размера светящейся области из диапазонов 10–100 с и 10–100 м соответственно. С этой целью воспользуемся данными из работы [6], согласно которым в области выхода на поверхность радиоактивного радона и образования  $\alpha$ -частиц скорость ионизации может достигать величины  $q_b \sim 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , в то время как при нормальных условиях она составляет  $q_b \sim 4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Полагая, что коэффициент ионно-ионной рекомбинации кислородных ионов в воздухе есть  $\alpha_{ii} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  [6], можно получить диапазон изменения концентраций ионов в воздухе:  $4.5 \cdot 10^3 - 1.9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Учитывая далее, что, согласно данным работы [16], величина  $\mu^- \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , область изменения параметра  $\beta$  в (6) составляет  $1.6 < \beta < 69$ , т.е. экспонентой в (6) можно пренебречь. В результате расчетная формула для полного заряда  $Q^+$  принимает простой вид:

$$Q^+ = \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} r_d^2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu^-}. \quad (7)$$

Таким образом, окончательно в формуле (7) остается только один параметр теории,  $r_d^2$ , который следует определить.

Выполним оценку величины  $\tau_d$ , рассматривая для простоты, что падение сферической частицы пыли на Землю происходит под действием силы тяжести. Тогда уравнение движения для пылинки массой  $m_d$  примет вид  $m_d = \frac{4\pi}{3} r_d^3 \rho$ , где  $\rho$  – плотность материала пылинки. Кроме того, дополнительно учтем, что при падении наряду с силой тяжести на частицу действует сила Стокса, направленная противоположно направлению падения, т.е. [17]

$$m_d \frac{dv_d}{dt} = m_d g - 6\pi \lambda r_d v_d,$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\lambda$  – коэффициент физической вязкости воздуха. Решение этого уравнения имеет следующий вид:

$$v_d = \frac{m_d g}{6\pi \lambda r_d} [1 - \exp(-6\pi \lambda r_d t / m_d)] \equiv \frac{m_d g}{6\pi \lambda r_d} [1 - \exp(-\delta)]. \quad (8)$$

Учтем также, что при комнатной температуре величина  $\lambda \approx 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ нс}/\text{м}^2$  и характерное время падения пылинки сопоставимо со временем существования светящейся области, которое составляет от 10 до 100 с. Для определенности будем считать, что плотность пылинки ( $\rho$ ) порядка плотности кремния (т.е. составляет  $\approx 2.5 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ ). Тогда нетрудно получить, что параметр  $\delta = (9\lambda/2r_d^2 \rho) t$  в этом случае много больше единицы. При размере пылинки  $r \sim 10^{-4} \text{ м}$  из выражения (8) следует, что частицы падают с постоянной скоростью

$$v_d = \frac{2gr_d^2 \rho}{9\lambda}. \quad (9)$$

Так как по данным наблюдений средняя скорость падения  $v_d \approx 1 \text{ м}/\text{с}$  [18], из выражения (9) нетрудно получить, что характерный размер частицы составляет  $r_d \approx 5.7 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .

Воспользовавшись далее формулой (7), выражение для напряженности электрического поля вблизи поверхности частицы можно записать в следующем виде:

$$E = Q^+ / 4\pi \epsilon_0 r_d^2 = \left( \frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} \frac{1}{4\pi \mu^-}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) значения массы иона кислорода и подвижности  $\mu^-$  его отрицательного иона, получаем  $E \approx 5.0 \cdot 10^5 \text{ В}/\text{м}$ . Это почти на порядок величины меньше, чем пробойное значение напряженности электрического поля в воздухе. Если же частица несферическая (например, цилиндрическая), у которой длина стенки  $L$  много больше, чем радиус плоскости оснований  $l$ , то вблизи ее плоских концов должно реализоваться высокое электрическое поле порядка и выше пробойного. Как и следовало ожидать, последнее обстоятельство будет обеспечивать ионизацию и, следовательно, рекомбинационное свечение.

#### *Роль сферически-несимметричных частиц*

Проанализируем теперь роль несферических частиц на простом примере цилиндрической ча-

стицы, масса которой совпадает с массой сферической. Допустим, что длина боковой поверхности частицы в 10 раз больше ее радиуса, а отношение полувысоты к радиусу основания цилиндра,  $l_d$ , равно 22.4. В этом случае напряженность электрического поля (без учета изменения поля вблизи краев) будет равна [19]

$$E = \frac{Q^+}{2\pi l_d^2 \epsilon \epsilon_0}. \quad (11)$$

Подставляя в выражение (11) выбранное значение  $l_d$ , для напряженности поля получим  $E = 4.2 \cdot 10^6$  В/м, что выше пробойного значения, равного  $3 \cdot 10^6$  В/м.

### Роль внешнего поля

Обсудим теперь возможность усиления электрического поля вблизи концов цилиндрической частицы. Как показано в работах [6, 7], электрическое поле в сейсмических условиях достигает 50–150 В/м. Для этого воспользуемся известными соотношениями усиления локальных электрических полей за счет поляризации на концах сфероида, считая цилиндрическую частицу проводящей. В соответствии с приведенными в [19] данными вблизи концов проводящего сфероида, находящегося во внешнем электрическом поле,  $E_{surf} = E_{ext}k$ , где  $E_{surf}$  — напряженность электрического поля вблизи конца сфероида  $E_{ext}$  — напряженность внешнего электрического поля. При этом коэффициент  $k$  связан с длиной  $a$  и толщиной  $b$  сфероида следующим образом:

$$k \approx (b/a)^{-2} \left[ \ln(4(b/a)^{-2}) / 2 - 1 \right]^{-1}.$$

Заметим, что в рассматриваемых условиях  $k \approx 11$ . Видно, что усиление поля в сейсмическом внешнем электрическом поле не приводит к ионизации и цилиндрических таких частиц.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены процессы ионизации и рекомбинации с участием тяжелых пылевых частиц и атмосферных ионов, образованных быстрыми частицами в сейсмических условиях. Показано, что последовательность ионизационных и рекомбинационных процессов может приводить к зарядению частиц пыли. В случае сферических частиц электрическое поле в воздухе у их поверхности достигает величины, в  $\approx 20$  раз меньшей пробойного значения. Для цилиндрических ча-

стиц с такой же массой и увеличенной в 10 раз (по сравнению с диаметром сферической частицы) длиной электрическое поле оказывается в 1.4 раза больше пробойной величины. При этом усиление поля в сейсмическом внешнем электрическом поле не приводит к ионизации и пробоем воздуха в случае цилиндрических частиц.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в период сейсмической активности, сопровождающейся образованием светящихся предвестников в воздухе, формирование последних определяется в первую очередь ионизацией молекул под действием быстрых  $\alpha$ -частиц, появляющихся при распаде радиоактивного радона (1) из области сейсмической активности и разломов земной коры.

Изучение частотного спектра светящихся предвестников землетрясения выходит за рамки настоящей работы и будет предметом дальнейшего исследования. Наиболее интенсивными здесь являются излучение Солнца в видимом диапазоне и инфракрасное излучение ридберговских комплексов D- и E-слоев ионосферы, расположенных на высоте 80–110 км [20, 21]. Поэтому при обработке результирующего спектра следует выделить их относительные вклады с использованием вейвлет-анализа [2, 22].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема 0082-2019-0017, регистрационный номер № АААА-А19-119010990034-5).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 1. С. 5.
2. Kiverova V.V., Adamson S.O., Berlin A.A. et al. // Adv. Space Res. 2019. V. 64. № 10. P. 1876.
3. Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 1. С. 91.
4. Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 59.
5. Бычков В.Л., Анпилов С.В., Савенкова Н.П. // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 2. С. 58.
6. Прогноз землетрясений возможен?! / Под ред. Пулинца С.А., М.: Тривант, 2014.
7. Пулинец С.А., Хегай В.В., Боярчук К.А. и др. // УФН. 1998. Т. 168. С. 582.
8. Audi G., Wapstra A.H., Thibault C. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. № 1. P. 337.
9. Yasui Y. // Mem. Kakioka Mag. Obs. 1968. № 13. P. 25.
10. Derr J.S. // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1973. V. 63. № 6. P. 2177.
11. Hedervari P., Noszticzziuz Z. // Ann. Geophys. 1985. V. 3. № 6. P. 705.

12. Григорьев А.И., Гершензон Н.И., Гохберг М.Б. // ДАН СССР. 1988. Т. 300. № 5. С. 1087.
13. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию. М.: Мир, 1987.
14. Смирнов Б.М. Аэрозоли в газе и плазме. М.: ИВТАН, 1990.
15. Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М.: Наука, 1983.
16. Арделян Н.В., Бычков В.Л., Волков С.А. и др. // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 10. С. 63.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1968.
18. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
20. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 5. С. 55.
21. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И. // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 2. С. 64.
22. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 33.