

# НОВЫЕ ТЕОРИИ

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Ю.Л. Ратис, И.А. Селезнева

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева  
Институт систем обработки изображений РАН

### Аннотация

Данная работа посвящена расчету коэффициентов нелинейного самосжатия и нелинейной диффузии, входящих в уравнения, описывающие кинетику цепной субатомной реакции индуцированного  $\beta$ -распада, протекающей в парах химических соединений радиофосфора.

### Введение

В цикле работ, суммированных в монографии [1], была развита радиоизотопная теория шаровой молнии (ШМ). Логика происхождения гипотезы о радиоизотопной природе ШМ такова:

1. Шаровая молния всегда оставляет после себя запах серы, озона и окислов азота.
2. Сера может образоваться только в результате  $\beta$ -распада фосфора.
3. Постоянная скорости  $\beta$ -распада сильно зависит от степени ионизации распадающегося радио-

нуклида. Период полураспада ионизованного радиофосфора составляет несколько минут, что соизмеримо со временем жизни шаровой молнии в природных условиях.

4. Радиофосфор является распространенным в природе элементом. Он обнаружен в дождевой воде в макроскопических количествах.

Согласно [1] феноменологическая модель шаровой молнии, описывается системой кинетических уравнений (1):

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla(n_1 \vec{v}_1) = -\lambda_1 n_1 + \gamma n_1^2 + \lambda_3 n_2 - \tilde{\beta}_{12} n_1 n_2 + \tilde{\beta}_{22} n_2^2 + \nabla \left( \sum_{j=1}^3 D_{1j} \nabla n_j - n_1 \sum_{j=1}^3 S_{1j} \nabla n_j \right) + q_1 \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} + \nabla(n_2 \vec{v}_2) = -\lambda_0 n_2 + \tilde{\beta}_{21} n_2 n_1 - \tilde{\beta}_{22} n_2^2 + \nabla \left( \sum_{j=1}^3 D_{2j} \nabla n_j - n_2 \sum_{j=1}^3 S_{2j} \nabla n_j \right) + q_2 \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} + \nabla(n_3 \vec{v}_3) = \lambda_1 n_1 + (\lambda_1 + \lambda_2) n_2 + \nabla \left( \sum_{j=1}^3 D_{3j} \nabla n_j - n_3 \sum_{j=1}^3 S_{3j} \nabla n_j \right) \end{cases} \quad (1)$$

где  $n_1$  – плотность невозбужденных атомов  $^{32}_{15}\text{P}$  ( $^{33}_{15}\text{P}$ ),  $n_2$  – число возбужденных атомов  $^{32}_{15}\text{P}$  ( $^{33}_{15}\text{P}$ ), с  $L$  – оболочки которых удален один (или более) электрон, а  $n_3$  – плотность паров атомов серы<sup>2</sup>;  $\vec{v}_i$  – скорости макроскопических течений соответствующих компонент смеси. В нашем случае  $\vec{v}_1 \approx \vec{v}_2 \approx \vec{v}_3 \approx \vec{v}_{\text{air}}$ , где  $\vec{v}_{\text{air}}$  – скорость ветра.

Кроме того, в системе уравнений (1) использованы следующие обозначения:  $q_1$  – интенсивность внешнего источника атомов радиофосфора (шаровая молния находится во внешней среде, содержащей

эти атомы, и захватывает их во время полета);  $q_2$  – интенсивность ионизации  $K$ - и  $L$ -оболочек атомов радиофосфора за счет механизмов, отличных от резонансной фотоионизации (например, столкновений с энергичными электронами, эффекта Пеннинга и т.п.);  $\lambda_1$  – постоянная  $\beta$ -распада в непрерывный спектр;  $\lambda_2$  – постоянная индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние (в дискретный спектр, на вакансию в  $L$ -оболочке);  $\lambda_3$  – вероятность спонтанного перехода (в единицу времени) электрона на  $L$ -оболочку возбужденного (либо ионизованного) атома  $^{32}_{15}\text{P}$  с  $M, N, \dots$  – оболочек или из непрерывного спектра;  $\beta_{12}$  – константа скорости фотовозбуждения и фотоионизации атомов  $^{32}_{15}\text{P}$  («обдирания»  $L$ -оболочки атома  $^{32}_{15}\text{P}$ )  $\gamma$ -квантами, образующимися при индуцированном  $\beta$ -распаде радиофосфора;  $\beta_{21}$  – перекрестный коэффициент (очевидно, что  $\beta_{12} = \beta_{21}$ ); коэффициент  $\beta_{22}$  – константа скорости выбытия возбужденных атомов фосфора из-за взаимодействия между собой.

<sup>1</sup> Всяду далее, где говорится о парах радиофосфора, подразумевается, что мы имеем дело либо с пятиокисью фосфора  $\text{P}_2\text{O}_5$ , либо с фосфорной кислотой  $\text{H}_3\text{PO}_4$ . Кроме того, термин «ион радиофосфора» в данной работе используется в качестве сокращенного названия для возбужденного атома радиофосфора (входящего в состав упомянутых выше молекул), с  $L$ -оболочки которого удален один (или более) электрон.

<sup>2</sup> Сера химически активна, и сразу же после образования в результате  $\beta$ -распада радиофосфора вступает в реакцию с кислородом, входящим в состав воздуха. В дальнейшем окислы серы взаимодействуют с дождевой водой. При этом образуется серная кислота. Однако в рамках настоящей работы химические аспекты задачи нас не интересуют, и мы их далее обсуждать не будем.

В системе (1) учтены потоки паров радиофосфора, «ионов» радиофосфора и серы  $\vec{J}_i$ . В общем случае эти потоки можно представить в виде суммы линейной и нелинейной компонент:

$$\vec{J}_i^L = -\sum_j D_{ij} \nabla n_j, \quad (2)$$

$$\vec{J}_i^{NL} = \sum_{j,k} \chi_{ijk} n_k \nabla n_j, \quad (3)$$

где  $D_{ij}$  – коэффициенты линейной диффузии компонент, а  $\chi_{ijk}$  – тензор третьего ранга, причем линейная комбинация  $D_{ij}^{NL} = -\sum_k \chi_{ijk} n_k$  имеет смысл нелинейного коэффициента диффузии [2].

Для того чтобы шаровая молния вспыхнула в парах радиофосфора, необходимо, чтобы плотность этих паров достигла определенной концентрации. Анализ динамики данного процесса в приближении (1) проделан в работе [1].

Целью настоящей работы является расчет коэффициентов  $\gamma$  и  $S_{11}$ , входящих в систему уравнений (1), а также анализ ранней стадии формирования облака паров радиофосфора в верхних слоях атмосферы, когда приближение нелинейной диффузии становится недостаточно корректным.

### Основной формализм

Облака паров радиофосфора образуются в верхних слоях атмосферы ядерных реакций  ${}_{14}^{29}\text{Si}(\alpha, p) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{15}^{31}\text{P}(d, p) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{15}^{31}\text{P}(n, \gamma) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{16}^{32}\text{S}(d, 2p) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{16}^{33}\text{S}(p, 2p) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{17}^{35}\text{Cl}(n, \alpha) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{16}^{32}\text{S}(n, p) {}_{15}^{32}\text{P}$ ,  ${}_{18}^{40}\text{Ar}(p, {}_4^9\text{Be}) {}_{15}^{32}\text{P}$  и  ${}_{29}^{63}\text{Cu}(p, {}_{15}^{32}\text{P}) {}_{15}^{32}\text{P}$ , а также  ${}_{15}^{32}\text{P}(n, \gamma) {}_{15}^{33}\text{P}$ ,  ${}_{16}^{33}\text{S}(n, p) {}_{15}^{33}\text{P}$ ,  ${}_{17}^{35}\text{Cl}(\gamma, 2p) {}_{15}^{33}\text{P}$ ,  ${}_{17}^{37}\text{Cl}(\gamma, \alpha) {}_{15}^{33}\text{P}$ ,  ${}_{18}^{40}\text{Ar}(p, 2\alpha) {}_{15}^{33}\text{P}$  и  ${}_{29}^{65}\text{Cu}(p, {}_{15}^{33}\text{P}) {}_{15}^{33}\text{P}$ .

Возникнув, они медленно опускаются на землю под действием силы тяжести и одновременно сжимаются за счет электростатического взаимодействия.

В верхних слоях тропосферы эти облака все еще имеют малую концентрацию, недостаточную для инициации реакции индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние (зажигания разряда шаровой молнии). В этом случае система уравнений (1) принимает вид<sup>3</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla(n_1 \vec{v}_1) = \\ = -\lambda_1 n_1 + \gamma n_1^2 + D_{11} \nabla^2 n_1 - S_{11} \nabla(n_1 \nabla n_1) \end{aligned} \quad (4)$$

Рассчитаем коэффициенты  $\gamma$  и  $S_{11}$  в электростатическом приближении исходя из того, что из-за интенсивного выброса электронов при  $\beta$ -распаде в непрерывный спектр радиоактивное облако является сильно заряженным. За 1 секунду оно выбрасывает

из себя отрицательный заряд примерно  $\Delta q \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  Кл (оценки приводятся для облака суммарной активностью 100-200 кюри, то есть, имеющего параметры, превышающие критические значения). Вследствие этого электрический потенциал поверхности облака за 1 секунду возрастает примерно на

$$\Delta \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta q}{r} \sim \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 10^{-7}}{r} \sim \frac{10^3}{r} \text{ В.}$$

При достаточно малых значениях  $r$  данный потенциал вызывает электрический разряд в воздухе (шаровую молнию). Именно этот электрический разряд приводит к тому, что электрический потенциал поверхности облака не превосходит напряжения пробоя воздуха на заданной высоте над уровнем моря.

Большой по величине положительный заряд центральной части облака притягивает из окружающего пространства капельки электролита, содержащие отрицательно заряженные ионы фосфорной кислоты  $(H_3PO_4)^-$  и пятиокси фосфора  $(P_2O_5)^-$ , а также нейтральные полярные молекулы этих соединений.

Предположим, что центральная часть облака паров радиофосфора имеет заряд  $Q = eN_0$ , где  $e$  – заряд электрона. Тогда уравнение движения ионов  $(H_3PO_4)^-$  и  $(P_2O_5)^-$  имеет вид:

$$M \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -k \exp(-\mu r) \frac{e^2 N_0}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} - 6\pi\eta R_d \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (5)$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор заряженной частицы (считается, что центр облака находится в начале координат),  $M$  – эффективная масса ионов<sup>4</sup>,  $\eta$  – коэффициент вязкости воздуха,  $\rho$  – его плотность,  $R_d$  – эффективный радиус заряженной капельки,  $\mu$  – постоянная экранировки, по порядку величины равная  $\mu \sim l_e^{-1}$  ( $l_e$  – длина свободного пробега в воздухе электронов с энергией  $E_e \sim 1$  МэВ). Учитывая, что силы жидкого трения пропорциональны скорости, мы легко приходим к выражению для установившейся скорости заряженных капель ( $\vec{v}_d$ ), содержащих радиофосфор:

$$\vec{v}_d = -\frac{k}{6\pi\eta R_d} \exp(-\mu r) \frac{e^2 N_0}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (6)$$

В облаке, содержащем  $N_1$  атомов радиофосфора, происходит  $\lambda_1 N_1$  распадов в секунду, то есть формально заряд нарастает по закону  $\dot{Q} = e\lambda_1 N_1$ . Однако рост заряда имеет место только на начальной стадии формирования облака. На самом деле положительный заряд облака в нулевом приближении

<sup>3</sup> В настоящей работе мы пренебрегаем гравитационными поправками в уравнении (5.1) и далее, поскольку пары соединений радиофосфора падают на Землю под действием силы тяжести очень медленно.

<sup>4</sup> Ионы являются центрами конденсации водяных паров, поэтому на высотах менее 10 км имеет место соотношение  $M \gg m$ , где  $m$  – масса отдельной молекулы соединений радиофосфора

можно считать пропорциональным величине  $\lambda_1 N_1$ , поскольку его прирост постоянно компенсируется за счет притока свободных электронов и отрицательных ионов из окружающего пространства. По этой причине логично считать, что  $\mathbf{Q} = \tau \lambda_1 e N_1$ , где  $\tau$  - время релаксации. Учтем тот факт, что заряд центральной части облака распределен в пространстве, и представим уравнение (6) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{v}_d = & -\frac{k\lambda_1\tau}{6\pi\eta R_d} e^2 \int_V d\vec{r}' n_1 \times \\ & \times (\vec{r}') \frac{\exp(-\mu|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2} \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}, \end{aligned} \quad (7)$$

причем интегрирование ведется по объему облака  $V$ .

Плотность потока отрицательно заряженных частиц, содержащих атомы радиофосфора, определяется выражением:

$$\vec{j} = n_1 \cdot \vec{v}_d, \quad (8)$$

поэтому число ядер радиофосфора в объеме облака  $V$  нарастает по закону:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\int_S d\vec{s}' n_1(\vec{r}') \vec{v}_d(\vec{r}'). \quad (9)$$

Подставляя (7) в (9), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t} = & \frac{k\tau\lambda_1}{6\pi\eta R_d} e^2 \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \times \\ & \times \int_S d\vec{s}' n_1(\vec{r}') \frac{\exp(-\mu|\vec{r}'-\vec{r}|)}{|\vec{r}'-\vec{r}|^2} \frac{\vec{r}'-\vec{r}}{|\vec{r}'-\vec{r}|}. \end{aligned} \quad (10)$$

Введем обозначение  $\mathbf{b} = \frac{k\tau\lambda_1}{6\pi\eta R_d} e^2$  и проделаем

следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t} = & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_S d\vec{s}' n_1(\vec{r}') \frac{e^{-\mu|\vec{r}'-\vec{r}|}}{|\vec{r}'-\vec{r}|^2} \frac{\vec{r}'-\vec{r}}{|\vec{r}'-\vec{r}|} = \\ = & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_S d\vec{s}' [n_1(\vec{r}+\vec{r}')] \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^3} \vec{r}' = \\ = & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \nabla' \left\{ [n_1(\vec{r}+\vec{r}')] \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^3} \vec{r}' \right\} = \\ = & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' n_1(\vec{r}+\vec{r}') \nabla' \left\{ \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^3} \vec{r}' \right\} - \\ & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^3} (\vec{r}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r}+\vec{r}')) = \\ = & \mu b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' n_1(\vec{r}+\vec{r}') \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} - \\ & -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^3} (\vec{r}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r}+\vec{r}')). \end{aligned} \quad (11)$$

С другой стороны, согласно (4) прирост количества радиофосфора в объеме облака равен:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} \approx \gamma \int_V d\vec{r} n_1^2(\vec{r}) - S_{11} \int_V d\vec{r} \nabla (n_1(\vec{r}) \nabla n_1(\vec{r})). \quad (12)$$

Формально приравнивая эти выражения (имеющие различную степень точности и разные границы области применимости), получаем:

$$\begin{aligned} b\mu \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' n_1(\vec{r}+\vec{r}') \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} - \\ -b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^3} (\vec{r}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r}+\vec{r}')) \approx \\ \approx \gamma \int_V d\vec{r} n_1^2(\vec{r}) - S_{11} \int_V d\vec{r} \nabla (n_1(\vec{r}) \nabla n_1(\vec{r})). \end{aligned} \quad (13)$$

Разложим подынтегральные выражения в (13) в ряд по  $\vec{r}'$  и используем тот факт, что экранированный кулоновский потенциал имеет конечный радиус действия. Тогда для первого слагаемого в левой части соотношения (13) имеем:

$$\begin{aligned} \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' n_1(\vec{r}+\vec{r}') \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^2} \approx \\ \approx \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' n_1(\vec{r}) \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^2} + \\ + \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' (\vec{r}' \cdot \nabla n_1(\vec{r})) \frac{e^{-\mu r'}}{(r')^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

В силу сферической симметрии задачи второе слагаемое в (14) зануляется:

$$\int_V d\vec{r}' (\vec{r}' \cdot \nabla n_1(\vec{r})) \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} \equiv 0, \quad (15)$$

а интеграл в первом слагаемом вычисляется элементарно:

$$\int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} = \frac{4\pi}{\mu}. \quad (16)$$

Отсюда немедленно следует, что

$$\begin{aligned} \gamma \approx b\mu \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} = \\ = 4\pi b = \frac{2k\tau\lambda_1 e^2}{3\eta R_d}. \end{aligned} \quad (17)$$

Совершенно аналогично находится величина  $S_{11}$ :

$$\begin{aligned} S_{11} \int_V d\vec{r} \nabla (n_1(\vec{r}) \nabla n_1(\vec{r})) \approx \\ \approx b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^3} (\vec{r}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r}+\vec{r}')) \approx \\ \approx b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^3} \times \\ \times (\vec{r}' \cdot [\nabla n_1(\vec{r}) + \vec{r}' \nabla^2 n_1(\vec{r})]) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{r'} \nabla^2 n_1(\vec{r}) = \\
&= b \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \nabla^2 n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{r'} = \\
&= \frac{4\pi b}{\mu^2} \int_V d\vec{r} n_1(\vec{r}) \nabla^2 n_1(\vec{r}),
\end{aligned} \quad (18)$$

и в рамках точности сделанных приближений мы приходим к выражению:

$$S_{11} = \frac{\gamma}{\mu^2}. \quad (19)$$

Таким образом, нелинейные члены  $\gamma n_1^2$  и  $S_{11} \nabla(n_1 \nabla n_1)$  в приближении малых градиентов концентрации описывают процесс самоорганизации облака, происходящей за счет притяжения отрицательных ионов молекул  $(P_2O_5)^-$  и  $(H_3PO_4)^-$  к центральной части облака химических соединений радиофосфора, имеющей большой положительный электрический заряд из-за потери электронов, вылетающих из него при  $\beta$ -распаде в непрерывный спектр. Именно эти электроны с энергией  $E_e \sim 1$  МэВ ионизируют окружающий воздух. В результате в воздухе появляется большое количество свободных электронов, которые захватываются нейтральными молекулами  $P_2O_5$ , и  $H_3PO_4$ , которые с огромной силой притягиваются к центральной положительно заряженной части облака. Таков микроскопический механизм самоорганизации паров радиофосфора в облака и затем в шаровые молнии.

Проанализируем полученные выражения.

Из соотношения (17) следует, что коэффициент  $\gamma$  зависит от вязкости воздуха и времени электрической релаксации положительного заряда центральной части облака паров радиофосфора и не зависит от параметра  $\mu \sim I_e^{-1}$ , обратно пропорционального длине свободного пробега электронов.

В свою очередь, эти параметры атмосферы зависят от высоты. Учитывая, что время релаксации, в общем и целом, растет с вязкостью газа, получаем, что коэффициент  $\gamma$  зависит от высоты облака  $h$  над уровнем моря как  $\tau/\eta$ .

Коэффициент вязкости  $\eta$  согласно [3] равен:

$$\eta = \frac{1}{3} n m \lambda \bar{v}. \quad (20)$$

где  $n$  – концентрация молекул воздуха,  $m$  – средняя масса молекул воздуха,  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега ионов серы,  $\bar{v}$  – их средняя скорость.

Произведение  $n m \lambda$  в формуле (20) от высоты над уровнем моря практически не зависит, поскольку определяется, в основном, сечением рассеяния ионов серы на молекулах воздуха. Средняя скорость

ионов серы, по-видимому, должна достаточно быстро расти с высотой, поскольку электрическое поле разгоняет ионы серы достаточно эффективно, а передача импульса молекулам воздуха происходит медленно из-за его низкой плотности. Более точные оценки зависимости отношения  $\tau/\eta$  от высоты будут приведены в одной из следующих работ.

Проанализируем свойства коэффициента  $S_{11}$ . Для этого представим выражение (19) в следующем виде:

$$S_{11} \approx \gamma \cdot I_e^2. \quad (21)$$

Из этого соотношения немедленно вытекает, что на больших высотах относительная роль нелинейной диффузии, вызванной электростатическим взаимодействием, существенно возрастает, причем величина  $S_{11}$  увеличивается с ростом высоты гораздо быстрее, чем  $\gamma$ .

Наконец, определенный интерес представляет анализ влияния нелокальности реального кулоновского взаимодействия.

Согласно (4) и (11) в рамках сделанных предположений плотность паров химических соединений радиофосфора подчиняется следующему интегро-дифференциальному уравнению:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla(n_1 \vec{v}_1) &= -\lambda_1 n_1 + D_{11} \nabla^2 n_1 + \\
+ b n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} \times \\
&\times [\mu n_1(\vec{r} + \vec{r}') - (\vec{n}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r} + \vec{r}'))],
\end{aligned} \quad (22)$$

где  $\vec{n}' = \vec{r}'/r'$  – единичный радиус-вектор.

На очень больших высотах уравнение (22) должно быть дополнено внешним источником:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla(n_1 \vec{v}_1) &= -\lambda_1 n_1 + D_{11} \nabla^2 n_1 + \\
+ b n_1(\vec{r}) \int_V d\vec{r}' \frac{\exp(-\mu r')}{(r')^2} \times \\
&\times [\mu n_1(\vec{r} + \vec{r}') - (\vec{n}' \cdot \nabla' n_1(\vec{r} + \vec{r}'))] + q_1,
\end{aligned} \quad (23)$$

интенсивность которого определяется плотностью потока космических лучей и плотностью ядермишеней, из которых образуется радиофосфор.

Любопытно отметить, что, несмотря на большую внешнюю сложность, это уравнение допускает исследование простейшими методами. Дело в том, что на больших высотах малы градиенты плотности паров радиофосфора, линейная диффузия пренебрежимо мала и практически отсутствует кулоновская экранировка ( $\mu \approx 0$ ). Если первоначальные флуктуации плотности паров радиофосфора в облаке малы, то в рамках сделанных приближений уравнение (23) существенно упрощается:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\lambda_1 n_1 + b n_1(\vec{r}) \bar{n}_1 + q_1, \quad (24)$$

где  $\bar{n}_1$  – средняя концентрация паров радиофосфора. Решение этого уравнения тривиально:

$$n_1(t) = \exp((b\bar{n}_1 - \lambda_1)t) \times \left[ n_1(0) + \int_0^t d\xi \exp(- (b\bar{n}_1 - \lambda_1)\xi) q_1(\xi) \right]. \quad (25)$$

Из (25) следует, что если средняя плотность паров радиофосфора достаточно велика, то процесс самоорганизации идет очень быстро, причем из-за малости плотности и вязкости воздуха в верхних слоях атмосферы процесс образования компактного облака начинается даже в том случае, когда длина свободного пробега электрона достигает многих километров.

Поскольку  $b = \sqrt{\lambda_1 / D_{11}}$ , то из (32) с очевидностью следует, что ускорение  $\beta$ -процессов за счет реакции индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние и вызванное этим ускорение процессов ионизации приводят к быстрому самосжатию облака радиофосфора. Именно таков механизм формирования тела шаровой молнии на стадии, предшествующей ее «самовозгоранию».

В этом плане физика образования облаков радиофосфора очень похожа на физику образования обычных облаков и дождевых туч. Однако основным источником ионизации в этом случае является не атмосферное электричество, а  $\beta$ -распад, хотя и обычные атмосферные процессы вносят в описанный процесс ионизации значительный вклад.

Полученное в [1] соотношение  $\gamma n_1^{init} = \lambda_1$  в совокупности с соотношением (17) позволяет оценить критическую концентрацию паров радиофосфора, начиная с которой зародыш радиоактивного облака превращается в самоорганизующийся объект.

$$n_1^{init} = \frac{3\eta R_d}{2k\tau e^2} \quad (26)$$

Дадим численную оценку этой величины, опираясь на предположение о том, что процесс формирования облака радиофосфора происходит в тропосфере, и с определенной натяжкой можно использовать данные о вязкости воздуха при нормальных условиях ( $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5}$  кг·с<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>). Полагая  $R_d \sim 10^{-9}$  м (мельчайшая капелька воды, сконденсировавшаяся на ионе ( $H_3PO_4$ )<sup>-</sup>),  $\tau \sim 1$  секунды, и отбрасывая все несущественные факторы типа 3/2, приходим к оценке величины:

$$n_1^{init} \sim \frac{10^{-5} \cdot 10^{-9}}{10^{10} \cdot 10^{-38}} = 10^{14} \text{ м}^{-3}, \quad (27)$$

что не противоречит другим оценкам и здравому смыслу.

То есть на ранней стадии образования облаков радиофосфора происходит своеобразный фазовый переход, в результате которого формируется прототело шаровой молнии. Этот тип фазовых переходов не описан в литературе, поскольку в рамках классической термодинамики, метеорологии, радиационной химии и других традиционных наук проблемой формирования облаков химических соединений радиофосфора в верхних слоях атмосферы никто никогда не занимался.

### Заключение

Итак, в данной работе проделан анализ электростатического механизма самоорганизации облаков паров радиофосфора. Получены следующие результаты.

1. Дана оценка величины коэффициента  $\gamma$  и коэффициента нелинейной диффузии  $S_{11}$ .
2. Показано, что в верхних слоях атмосферы нелинейная диффузия, вызванная электростатическим притяжением, является доминирующей.
3. Исследована грубая зависимость коэффициентов, определяющих процесс самоорганизации паров соединений радиофосфора в облака от высоты над уровнем моря.
4. Показано, что скорость указанных процессов, в общем и целом, растет с увеличением высоты над уровнем моря, в первую очередь, из-за нелинейной диффузии.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, правительства Самарской области и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02) в рамках российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRNE).

Авторы выражают особую благодарность ректорату Самарского государственного аэрокосмического университета, а также Фонду содействия экономическому развитию СГАУ (Фонду Лукачева) за финансовую поддержку.

Авторы благодарят В.А. Сойфера, Н.Л. Казанского, В.И. Фурмана, И.П. Завершинского, В.С. Казакевича, В.В. Ленивкина, Л.В. Туманова за многочисленные стимулирующие дискуссии, в результате которых на свет появилась эта работа.

### Литература

1. Ратис Ю.Л. Шаровая молния как макроскопическое квантовое явление // Монография, СГАУ, ИСОИ РАН, Изд. СНЦ РАН. Самара, 2004. 132 с.
2. Таланов В.И. Стимулированная диффузия и кооперативные эффекты в распределенных кинетических системах // Нелинейные волны. Самоорганизация. Сборник трудов ИПФ АН СССР, М.: Наука, 1983. 264 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики, Т.2, Термодинамика и молекулярная физика // М.: Наука, 1975. 551 с.