

УДК 539.165

# ШАРОВАЯ МОЛНИЯ КАК МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ $\beta$ -РАСПАДА ЯДЕР РАДИОАКТИВНОГО ФОСФОРА В СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ

*Ю. Л. Ратис*

Самарский государственный аэрокосмический университет  
им. С. П. Королева, Самара, Россия  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В настоящей работе обосновывается гипотеза о том, что шаровая молния, иногда наблюдающаяся в природных условиях, представляет собой область пространства, в которой протекает цепная ядерная реакция индуцированного  $\beta$ -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние.

This paper substantiates a hypothesis that the natural fireball represents an area of space where the chain nuclear reaction of the bound state  $\beta$ -decay of radioactive phosphorus nuclei takes place.

## ВВЕДЕНИЕ

Все трудности существовавших теорий шаровой молнии (ШМ) были связаны с тем, что по умолчанию предполагалось: шаровая молния — это плазмод. Для поддержания макроскопического объема воздуха (смеси азота, кислорода, водяных паров и т. п.) в ионизированном состоянии требуется огромная энергия, которую необходимо откуда-то черпать. Многие экспериментаторы, включая таких известных специалистов, как П. Л. Капица, неоднократно предпринимали попытки создания долгоживущего шарового плазмоида в лабораторных условиях. Однако никаких реальных способов подпитки энергией изолированных сгустков плазмы для поддержания их в стационарном состоянии в течение нескольких минут (а именно столько времени живет шаровая молния в природных условиях) найти так и не удалось.

Целью настоящей работы является обоснование гипотезы о том, что шаровая молния, иногда наблюдающаяся в природных условиях, представляет собой область пространства, в которой протекает цепная ядерная реакция индуцированного  $\beta$ -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние. В связи с этим наблюдаемое явление недостаточно обоснованно называется шаровой молнией, поскольку оно имеет весьма опосредованное отношение к физике электрического разряда в газах.

## 1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Основная гипотеза, представленная ниже, впервые была сформулирована в работе [1]. Логика происхождения этой гипотезы такова.

1. Шаровая молния всегда оставляет после себя запах серы, озона и окислов азота [2].

2. Сера может образоваться только в результате  $\beta$ -распада фосфора [3].

3. Постоянная скорости  $\beta$ -распада сильно зависит от степени ионизации распадающегося радионуклида [4–6]. Период полураспада ионизованного радиофосфора составляет примерно 15–20 мин, что соизмеримо с временем жизни шаровой молнии в природных условиях.

4. Радиофосфор является распространенным в природе элементом. Он обнаружен в дождевой воде в макроскопических количествах [7].

Согласно [1] феноменологическая модель шаровой молнии, основанная на изложенных выше экспериментальных данных [2–5, 7] и теоретических оценках [4], описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + \lambda_3 N_2 - \beta_{12} N_1 N_2 + \beta_{22} N_2^2 + q_1 - q_2, \\ \frac{dN_2}{dt} = -(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) N_2 + \beta_{21} N_2 N_1 - \beta_{22} N_2^2 + q_2, \\ \frac{dN_3}{dt} = \lambda_1 N_1 + (\lambda_1 + \lambda_2) N_2, \end{cases} \quad (1)$$

где  $N_1$  — число невозбужденных атомов  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ );  $N_2$  — число возбужденных атомов  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ), с  $L$  (или  $K$ )-оболочки которых удален один (или более) электрон;  $N_3$  — число атомов изотопа серы  $^{32}\text{S}$  ( $^{33}\text{S}$ );  $q_1$  — интенсивность внешнего источника атомов радиофосфора (шаровая молния находится во внешней среде, содержащей эти атомы, и захватывает их во время полета);  $q_2$  — интенсивность источника возбужденных атомов  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ), образующихся при вырывании электронов из  $K$ - и  $L$ -оболочек атомов радиофосфора за счет механизмов, отличных от резонансной фотоионизации или ионизации от удара оже-электроном, ускоренным электрическим полем ШМ (например, эффекта Пеннинга и т. п.).

Кроме того, в соотношении (1) использованы следующие обозначения:  $\lambda_1$  — постоянная  $\beta$ -распада в непрерывный спектр,  $\lambda_2$  — постоянная индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние (в дискретный спектр, на вакансию в  $K$ - или  $L$ -оболочке)<sup>1</sup>,  $\lambda_3$  — вероятность спонтанного перехода (в единицу времени) электрона на  $K(L)$ -оболочку возбужденного (либо ионизованного) атома  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ) с  $M$ -,  $N$ -, ...-оболочек или из непрерывного спектра<sup>2</sup>,  $\beta_{12}$  — константа скорости возбуждения и ионизации атомов  $^{32}\text{P}$  («обдирания»  $K$ - и  $L$ -оболочек атома  $^{32}\text{P}$ )  $\gamma$ -квантами, образующимися при индуцированном  $\beta$ -распаде фосфора  $^{32}\text{P}$ , а также оже-электронами, разогнанными электростатическим полем, создаваемым телом шаровой молнии,  $\beta_{21}$  — перекрестный коэффициент

<sup>1</sup>Постоянная  $\lambda_2$  для  $K$ - и  $L$ -оболочек отличается почти на порядок ( $\lambda_{2K} \gg \lambda_{2L}$ ). В данной статье используется некоторое средневзвешенное значение  $\lambda_2$ . Кроме того, необходимо отметить, что фотоны осуществляют резонансное вырывание электронов только из  $L$ -оболочки, в то время как электроны, разогнанные электрическим полем тела ШМ, «обдирают» как  $L$ -, так и  $K$ -оболочку атомов радиофосфора.

<sup>2</sup>В атоме фосфора, находящемся в основном состоянии, заполнены  $K$ - и  $L$ -оболочки, а  $M$ -оболочка заполнена частично.

(очевидно, что  $\beta_{12} = \beta_{21}$ ); коэффициент  $\beta_{22}$  — константа скорости выбытия возбужденных атомов фосфора из-за взаимодействия между собой<sup>1</sup>.

Имеются веские основания считать, что  $q_2 \approx \beta_{10}N_1 + \beta_{11}N_1^2 + \beta_{20}N_2$ .

Первое слагаемое соответствует вкладу процессов ионизации молекул воздуха за счет взаимодействия с  $\beta$ -электронами с энергией  $E_e \sim 1$  МэВ, рождающимися в результате  $\beta$ -распада ядер радиофосфора в непрерывный спектр. Это слагаемое весьма значительно. Дело в том, что  $\sim 10^5$  низкоэнергетических электронов образуются в результате столкновений высокоэнергетических  $\beta$ -электронов с молекулами воздуха, каждый из которых, разгоняясь электрическим полем ШМ и сталкиваясь с другими молекулами воздуха, вызывает электронную лавину. Образующиеся при этом свободные электроны ( $N_e \sim 10^{17} - 10^{22}$ ) также разгоняются электрическим полем ШМ и взаимодействуют с атомами радиофосфора, «обдирая» у них  $K$ - и  $L$ -оболочки.

Второе слагаемое соответствует вкладу процессов ионизации атомов радиофосфора непосредственно  $\beta$ -электронами. Эти электроны также «обдирают»  $K$ - и  $L$ -оболочки радиофосфора.

Третье слагаемое описывает вклад двукратно ионизованных электронным ударом атомов радиофосфора, появляющихся в теле шаровой молнии за счет того, что при ионизации молекул воздуха в области протекания цепной субатомной реакции образуется большое количество свободных электронов. Порядковые оценки говорят о том, что величина источника  $q_2$  в случае стационарного горения ШМ такова, что практически полностью компенсирует убыль «ионов» радиофосфора<sup>2</sup>  $\lambda_3 N_2$ . В нестационарные процессы (взрыв ШМ) источник  $q_2$  начинает давать заметный вклад за счет нелинейного члена  $\beta_{11}N_1^2$  только при высоких концентрациях паров соединений радиофосфора.

Радиофосфор образуется в ионосфере в результате ядерных реакций  $^{29}_{14}\text{Si}(\alpha, p)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{31}_{15}\text{P}(d, p)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{31}_{15}\text{P}(n, \gamma)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{32}_{16}\text{S}(d, 2p)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{33}_{16}\text{S}(p, 2p)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{35}_{17}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}_{15}\text{P}$ ,  $^{32}_{16}\text{S}(n, p)^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{63}_{29}\text{Cu} + p \rightarrow ^{32}_{15}\text{P}$ , а также  $^{32}_{15}\text{P}(n, \gamma)^{33}_{15}\text{P}$ ,  $^{33}_{16}\text{S}(n, p)^{33}_{16}\text{P}$ ,  $^{35}_{17}\text{Cl}(\gamma, 2p)^{33}_{16}\text{P}$ ,  $^{37}_{17}\text{Cl}(\gamma, \alpha)^{33}_{16}\text{P}$ ,  $^{65}_{29}\text{Cu} + p \rightarrow ^{33}_{15}\text{P}$ . Возникнув в ионосфере, облака атомарного радиофосфора опускаются на землю под действием силы тяжести.

Фосфор является химически активным элементом. Поэтому после образования изотопов  $^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{33}_{15}\text{P}$  в верхних слоях атмосферы за счет расщепления ядер космическими лучами [7] пары атомарного радиофосфора медленно опускаются к земле и быстро вступают в реакцию с кислородом. В результате этой реакции образуется пятиокись фосфора  $\text{P}_2\text{O}_5$ . В дальнейшем она взаимодействует с парами воды, в результате чего образуется фосфорная кислота  $\text{H}_3\text{PO}_4$ . Поэтому в контексте рассматриваемой задачи через  $N_2$  обозначено число возбужденных атомов фосфора  $^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{33}_{15}\text{P}$ , входящих в состав молекул  $\text{P}_2\text{O}_5$  и  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , с  $L$  (или  $K$ )-оболочки которых один (или более) электрон перешел на более высокий дискретный энергетический уровень или в непрерывный спектр. Однако

<sup>1</sup> Полная система уравнений, описывающих кинетику шаровой молнии, конечно же, должна также учитывать динамику фотонов, электронов, молекул азота, кислорода, окислов азота, озона и т.п. Однако целью настоящей работы является объяснение происхождения источника энергии шаровой молнии. Поэтому из системы уравнений (1) исключены «переносчики взаимодействия». Их влияние интегрально учитывается с помощью кинетических коэффициентов.

<sup>2</sup> Реально величина  $\lambda_3 N_2$  отнюдь не мала. Но самосогласованность различных «фотонных» оценок говорит о том, что различные «электронные» процессы, протекающие в теле ШМ, практически полностью компенсируют друг друга.

для краткости мы далее всюду, где речь идет о параметре  $N_2$ , будем употреблять термин «ион фосфора».

Каждый  $\beta$ -распад ядра  $^{32}_{15}\text{P}$  сопровождается испусканием двух фотонов с энергией около 350 эВ каждый<sup>1</sup>. Именно «встряхивание»  $K$ -оболочки при  $\beta$ -распаде  $^{32}_{15}\text{P}$  приводит к образованию возбужденного атома  $^{32}_{16}\text{S}$ , который в процессе девозбуждения испускает два фотона, энергия которых практически совпадает с энергией связи электронов, находящихся на  $L$ -оболочке атома  $^{32}_{15}\text{P}$ . Кроме того, одним из основных механизмов девозбуждения атома серы является оже-эффект. В этом случае вместо двух мягких рентгеновских фотонов в выходном канале реакции появляется несколько электронов ( $1 \leq n_e \leq 5$ , если электроны вырываются из  $M$ -оболочки)<sup>2</sup>.

Из-за совпадения энергий  $\gamma$ -квантов с энергией «обдирания»  $L$ -оболочки атома радиофосфора становится возможным его резонансное возбуждение (или ионизация). В процесс ионизации радиофосфора определенную лепту вносят ускоренные электрическим полем тела ШМ оже-электроны («обдирающие» как  $L$ -, так и  $K$ -оболочку), а также атомные столкновения<sup>3</sup>. В результате открывается канал  $\beta$ -распада в связанное состояние и при определенных условиях может начаться цепная ядерная реакция. Эта реакция не является цепной реакцией деления и в ней задействованы не только ядерные, но и атомные (и даже молекулярные) степени свободы. В этом состоит ее абсолютная уникальность. Она лежит на стыке молекулярной, атомной и ядерной физики.

Сама возможность протекания такой экзотической реакции связана со специфическим строением электронных оболочек фосфора. Именно название этого элемента дало имя явлению фосфоресценции (т.е. люминесценции, продолжающейся значительное время после прекращения возбуждения)<sup>4</sup>.

Метастабильность возбужденного атома фосфора, у которого имеется вакансия (дырка) на  $K$ - или  $L$ -оболочке и наличие источника  $q_2$  приводят к тому, что при достаточно больших значениях  $N_1$  становится возможным выполнение соотношения  $|\lambda_0 - q_2 N_2^{-1}| \ll \beta_{12} N_1$ , т.е. на метастабильном (промежуточном) уровне может накопиться достаточно большое количество возбужденных атомов фосфора с вакансией (электронной дыркой) на  $L$ -оболочке.

Именно это обстоятельство превращает шаровую молнию в своеобразный рентгеновский лазер с ядерной накачкой<sup>5</sup>. Классическая трехуровневая схема такого лазера

<sup>1</sup> Возбужденный атом  $^{32}_{16}\text{S}$ , образующийся в результате  $\beta$ -распада  $^{32}_{15}\text{P}$ , испускает и другие фотоны. Однако именно процессы, протекающие в  $K$ - и  $L$ -оболочках, отвечают за физику шаровой молнии.

<sup>2</sup> Девозбуждение серы может осуществляться многими способами. На выходе могут появиться два фотона с энергией  $E_\gamma \approx 350$  эВ, один такой фотон и несколько электронов, ни одного фотона и много оже-электронов. Если возбужденный атом серы входил в нестабильную молекулу  $\text{PSO}_5$ , то возбуждение может передаться непосредственно атому фосфора, что приведет к резонансному «обдиранию» его  $L$ -оболочки.

<sup>3</sup> Все механизмы ионизации, пропорциональные числу «ионов» радиофосфора  $N_2$  и числу невозбужденных атомов радиофосфора, интегрально учитываются с помощью члена  $\beta_{12} N_1 N_2$ . Остальные механизмы описываются с помощью эффективного источника  $q_2$ .

<sup>4</sup> Время высвечивания люминофора может составлять часы, сутки, и даже месяцы! Но столь большие времена высвечивания люминофора связаны с молекулярными процессами. Время жизни электронной дырки на  $K$ - или  $L$ -оболочке, значительно меньше. Если бы не наличие источника  $q_2$ , то о метастабильности уровня  $N_2$  не могло бы идти никакой речи.

<sup>5</sup> Необходимо отметить, что отличительной особенностью этого рентгеновского лазера является малая интенсивность рентгеновского излучения. Значительная доля фотонов с энергией  $E_\gamma \approx 350$  эВ поглощается внутри тела шаровой молнии. Половина из них — атомами радиофосфора, и еще часть — молекулами воздуха.

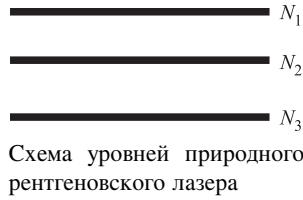


Схема уровней природного рентгеновского лазера

представлена на рисунке. Причем ядерные степени свободы передают свою энергию на атомные степени свободы в результате  $\beta$ -распада ядер радиофосфора.

Необходимо отметить, что согласно порядковым оценкам имеет место соотношение  $\lambda_3 \gg \lambda_1 + \lambda_2$ . Метастабильность возбужденного атома радиофосфора весьма относительна. Просто источник  $q_2$  достаточно велик и в случае стационарного течения реакции пропорционален  $N_2$ . Два эффекта компенсируют друг друга практически полностью, о чем свидетельствует эмпирический факт существования шаровой молнии.

Для того чтобы более детально разобраться в механизме этой компенсации, представим коэффициент  $\beta_{10}$  в следующем виде:

$$\beta_{10} = N_e \int_{E_L}^{E_K} \nu_e(E) P_e(E) f(E) dE, \quad (2)$$

где  $\nu_e$  — число столкновений электронов с атомами радиофосфора в единицу времени;  $P_e$  — вероятность «обдирания»  $L$ -оболочки электронным ударом;  $N_e$  — число свободных электронов в объеме шаровой молнии;  $f(E)$  — функция распределения электронов по энергиям, нормированная на единицу;  $E_{L(K)}$  — энергия ионизации  $L(K)$ -оболочки атома радиофосфора. Большое значение  $N_e \sim 10^{22}$  приводит к тому, что даже при относительно малых вероятностях ионизации электронным ударом  $P_e \sim 10^{-16} - 10^{-18}$  мы приходим к оценке величины  $\beta_{10} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Если учесть, что для поддержания стационарного течения реакции необходимо выполнение условия  $\lambda_3 N_2 = \beta_{10} N_1$ , а величина  $N_1$  на порядок больше  $N_2$ , то отсюда следует, что  $\lambda_3 \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$ . Но это означает, что время жизни электронных дырок на  $L$ -оболочке радиофосфора составляет  $10^{-13} - 10^{-14} \text{ с}$ , что, в общем и целом, согласуется со спектроскопическими данными.

Приведенные выше оценки чрезвычайно грубы из-за практически полного отсутствия экспериментальных данных. Поэтому имеет смысл обсудить один из весьма необычных механизмов уменьшения величины  $\lambda_3$ . В теоретических расчетах обычно вычисляется  $\lambda_3$  для атома с заполненными электронными оболочками. При этом считается, что переход на дырку в  $L$ - или  $K$ -оболочку происходит с  $M$ -оболочки. В теле шаровой молнии атомы радиофосфора находятся в ионизованном состоянии, поскольку электроны, находящиеся на  $M$ -оболочке атома фосфора, имеют не слишком большую энергию связи<sup>1</sup>. Поэтому эти электроны легко захватываются атомами кислорода, входящими в состав молекул химических соединений радиофосфора либо срываются электронным ударом. В этом случае электронная дырка в  $L$ -оболочке заполнится за счет захвата электрона из непрерывного спектра. Но характерное время такого процесса существенно больше, чем время жизни вакансий в  $L$ -оболочке при заполненной  $M$ -оболочке возбужденного атома.

Как бы то ни было, эмпирический факт существования шаровой молнии однозначно указывает на то, что условие  $\lambda_3 N_2 = \beta_{10} N_1$  выполняется с очень большой степенью

<sup>1</sup> Именно поэтому фосфор является классическим люминофором.

точности<sup>1</sup>. Но это означает, что уровень  $N_2$  является *динамически метастабильным*. Этот тип метастабильных уровней в лазерных системах на сегодняшний день не описан в литературе.

Если цепная реакция индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние началась, то условие ее стационарного течения имеет вид

$$-\lambda_0 N_2 + q_2 + \beta_{21} N_2 N_1 - \beta_{22} N_2^2 = 0, \quad (3)$$

где

$$\lambda_0 = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3, \quad (4)$$

откуда немедленно следует<sup>2</sup>, что

$$N_2^{\text{st}} = \frac{\beta_{21} N_1 - \lambda_0 + q_2 N_2^{-1}}{\beta_{22}} \approx \frac{\beta_{21} N_1}{\beta_{22}}. \quad (5)$$

Подставляя (3), (4) и (5) во второе уравнение системы (1), получаем

$$\frac{dN_2}{dt} = -\beta_{22}(N_2 - N_2^{\text{st}})N_2. \quad (6)$$

Строго говоря, величина  $N_2^{\text{st}}$  сама является функцией величины  $N_2$ , так как она зависит от  $N_1$ . Уравнение (6) является весьма сложным нелинейным уравнением (не в смысле техники решения уравнения с разделяющимися переменными, которая тривиальна, а в смысле вычисления или измерения входящих в него величин). Однако для порядковых оценок и качественного анализа поведения шаровой молнии коэффициент  $\beta_{22}$  и величину  $N_2^{\text{st}}$  можно считать постоянными.

Даже в этом грубом приближении легко объясняется относительная (макроскопическая) устойчивость шаровой молнии. Для этого введем переменную  $x = 1 - N_2^{\text{st}}/N_2$  и перепишем уравнение (6):

$$\frac{dx}{dt} = -\beta_{22} N_2^{\text{st}} x. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) имеет вид

$$x = x_0 \exp(-\beta_{22} N_2^{\text{st}} t), \quad (8)$$

где  $x_0$  — значение параметра  $x$  в момент времени  $t = 0$ . Величина  $x$  имеет смысл относительного отклонения числа ионов  ${}^{32}_{15}\text{P}$  от значения  $N_2^{\text{st}}$ , соответствующего стационарному течению реакции. Именно поэтому трактовка решения (8) совершенно очевидна: если цепная реакция индуцированного  $\beta$ -распада  ${}^{32}_{15}\text{P}^{\text{ion}} \rightarrow ({}^{32}_{16}\text{S}^{\text{ion}} + e^-)_{L\text{-bound}} + \tilde{\nu}_e$  началась, то величина  $N_2$  устойчиво стремится к своему равновесному значению  $N_2^{\text{st}}$ .

<sup>1</sup>Подробные оценки частоты электронных ударов, средней температуры электронного облака и т. п. будут приведены в одной из следующих работ.

<sup>2</sup>Существование стационарного режима горения шаровой молнии возможно только в том случае, когда «горючее», поступающее в тело шаровой молнии, убывает с той же скоростью. Поэтому  $N_2^{\text{st}} \sim N_1$ . Но это означает, что  $q_2 \approx \lambda_0 N_2$ . Именно поэтому соотношение (5) записано в весьма нестандартной форме.

Судя по описаниям очевидцев, светящийся шар возникает в воздухе, на глазах разрастаясь до своего равновесного значения. Поэтому в оценочных расчетах логично положить величину  $\beta_{22}N_2^{st} \sim 1 \text{ с}^{-1}$ . Если учесть, что объем шаровой молнии по порядку величины составляет около  $1 \text{ дм}^3$ , а содержание смеси изотопов фосфора (по массе) в нем не превышает 0,05 % (на самом деле, даже меньше), то оказывается, что количество возбужденных атомов радиофосфора  $^{32}\text{P}$  (с  $K$ - или  $L$ -оболочки которых удален электрон) в рассматриваемом объеме имеет порядок  $10^{18} \text{ дм}^{-3}$ . В результате мы получаем оценку величины коэффициента  $\beta_{22} \sim 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ . Эта оценка соответствует тому, что в цепной реакции участвует примерно каждый десятый радионуклид  $^{32}\text{P}$ . С учетом этого обстоятельства  $\beta_{12} = \beta_{21} \sim 10^{-19} \text{ с}^{-1}$ .

Невысокая плотность паров радиоактивного фосфора в воздухе приводит к тому, что если реакция и началась, то идет она крайне вяло, ибо коэффициент размножения фотонов, возбуждающих атомы  $^{32}\text{P}$ , относительно мал ( $k = 2$ ). Длина свободного пробега электронов в воздухе при энергиях  $E_e \sim 350 \text{ эВ}$  и  $E_e \sim 1,5 \text{ кэВ}$  также невелика.

Особо остановимся на физико-химической природе коэффициента  $\beta_{22}$ . Если реакция  $\beta$ -распада происходит с ядром атома  $^{32}\text{P}$ , входящего в состав молекулы  $\text{P}_2\text{O}_5$ , то в результате на очень короткое время образуется не существующая в обычной химии молекула  $\text{PSO}_5$ . Эта молекула очень быстро разваливается, а электронные оболочки всех атомов, входивших в состав этой молекулы, мгновенно перестраиваются. Если второй атом фосфора, входивший в состав рассматриваемой молекулы  $\text{PSO}_5$ , был возбужден (т.е. у него имелась вакансия на  $L$ -оболочке), то в процессе распада этой молекулы и быстрой перестройки электронных оболочек атомов, входивших в ее состав, он испытывает индуцированное девозбуждение. Если же реакция  $\beta$ -распада происходит с ядром атома  $^{32}\text{P}$ , входящего в состав молекулы  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , то индуцированного выбытия ионов радиофосфора не происходит. Именно поэтому критическая масса радиофосфора сильно зависит от процентного соотношения молекул  $\text{P}_2\text{O}_5$  и  $\text{H}_3\text{PO}_4$  в объеме шаровой молнии. Кроме того, определенный вклад в величину  $\beta_{22}$  дают другие процессы: вынужденное излучение в результате взаимодействия возбужденных атомов радиофосфора с фотонами, столкновения с молекулами  $\text{P}_2\text{O}_5$  и  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , в состав которых входит возбужденный атом радиофосфора, взаимодействие со свободными электронами и т.п.<sup>1</sup>

Оценим другие величины, входящие в задачу. Во-первых, из эксперимента хорошо известно, что величина  $\lambda_1$  для  $^{32}\text{P}$  равна [3]:

$$\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}. \quad (9)$$

С формальной точки зрения, скорость  $\beta$ -распада в связанное состояние дается соотношениями, полученными в работе [4]. В этой работе расчет  $\beta$ -распада в связанное

<sup>1</sup>Вопрос о том, какая доля молекул химических соединений радиофосфора, образующих тело шаровой молнии, не разваливается под действием электронных ударов и ионизирующего излучения, в настоящее время является открытым. Такой науки, как радиационная плазмохимия, на сегодняшний день не существует. Поэтому все приводимые в работе высказывания относительно влияния доли молекул  $\text{H}_3\text{PO}_4$  и  $\text{P}_2\text{O}_5$  в теле ШМ на величину кинетических коэффициентов достаточно условны. Они являются результатом глазомерных оценок, а не точного расчета.

состояние производился в предположении, что гамильтониан процесса имеет вид

$$H_w = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 - x\gamma_5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + x\gamma_5) \psi_\nu) + \text{h. c.} \quad (10)$$

Согласно результатам этой работы, несколько устаревшей (теория электрослабого взаимодействия и физика кварков, включая квантовую хромодинамику, в 1961 г. находились в зачаточном состоянии), но достаточно полной и вполне пригодной для наших оценок, постоянная скорости  $\beta$ -распада в связанное состояние

$$\lambda_2 \equiv \Gamma_B = \frac{G_V^2 (\alpha Z)^3 (mc)^5}{2\pi^2 \hbar^7 c} \left( \frac{W_0}{mc^2} - 1 \right)^2 \zeta \Sigma, \quad (11)$$

причем отношение ветвления для  $\beta$ -распада в связанное состояние и в непрерывный спектр имеет вид

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \equiv \frac{\Gamma_B}{\Gamma_C} = \frac{\pi (\alpha Z)^3}{f(Z, W_0)} \left( \frac{W_0}{mc^2} - 1 \right)^2 \Sigma. \quad (12)$$

В формулах (10)–(12) используются обозначения работы [4], достаточно стандартные для физики слабых процессов. В частности,  $G_V$  — векторная постоянная слабого взаимодействия;  $x = G_A/G_V$ ;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $W_0$  — энергетический выход ядерной реакции;  $Z$  — заряд дочернего ядра;  $m$  — масса электрона;  $c$  — скорость света;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $f(Z, W_0)$  — функция, описывающая влияние поля атома на распределение  $\beta$ -частиц по энергиям;  $\zeta = \delta_{I,I'} \langle 1 \rangle^2 + x^2 \langle \sigma \rangle^2$ ;  $\langle 1 \rangle$  и  $\langle \sigma \rangle$  — матричные элементы разрешенных  $\beta$ -переходов для векторного и аксиального вариантов теории;  $\Sigma$  — поправочный фактор, учитывающий влияние структуры ядра на вероятность процесса.

Одним из недостатков работы [4] является тот факт, что все расчеты в ней выполнены для полностью ионизованных атомов. Это приближение достаточно обоснованно, если речь идет о  $\beta$ -распаде в связанное состояние на полностью вакантную  $K$ -оболочку. Последовательный расчет функции  $f(Z, W_0)$  для атома радиофосфора, в котором два электрона находятся на  $K$ -оболочке, а  $\beta$ -распад в связанное состояние происходит на  $L$ -оболочку, достаточно трудоемок и не является целью настоящей работы. Кроме того, если речь идет о порядковых оценках, то логичнее опираться на сопоставление экспериментальных данных. Тем не менее работа [4] дала начало систематическому изучению  $\beta$ -распада в связанное состояние. Некоторые результаты численных расчетов, выполненных в этой работе, приведены в таблице.

К сожалению, как было выяснено несколько позже, теория  $\beta$ -распада в связанное состояние, развитая в [4], может существенно расходиться с экспериментом [8]. По нашим оценкам, средневзвешенное значение постоянной скорости  $\beta$ -распада радионуклидов  ${}^{32}_{15}\text{P}$  и  ${}^{33}_{15}\text{P}$  в связанное состояние на  $K$ - и  $L$ -оболочку составляет  $\lambda_2 \sim 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ . Здесь следует отметить, что природа позаботилась о том, чтобы у теоретиков не было больших хлопот с оценкой этой величины. Дело в том, что матричные элементы  $\beta$ -переходов для ядер  ${}^{32}_{15}\text{P}$  ( ${}^{33}_{15}\text{P}$ ) и  ${}^{30}_{15}\text{P}$  ( ${}^{29}_{15}\text{P}$ ) имеют совершенно одинаковую структуру с точностью до замены электронов на позитроны, а антинейтрино на нейтрино. Энергетика этих реакций достаточно близка. Фазовые объемы конечных состояний попарно одинаковы (у  $\beta$ -распада в связанное состояние фазовый объем конечного состояния имеет такую же структуру, как



Скорости  $\beta$ -распада в связанное состояние

Изотоп	$W_0$ (в единицах $mc^2$ )	$\log_{10} f(Z, W_0)$	$\Gamma_B/\Gamma_C$
$^{14}_6\text{C}$	1,31	-2,25	0,01
$^{32}_{14}\text{Si}$	1,20	-2,65	0,1
$^{63}_{28}\text{Ni}$	1,13	-2,9	0,9
$^{106}_{44}\text{Ru}$	1,08	-3,28	7
$^{155}_{63}\text{Eu}$	1,30	-1,0	1
$^{191}_{76}\text{Os}$	1,28	-0,85	1

фазовый объем конечного состояния для реакции электронного захвата; фазовые объемы конечных состояний  $\beta^-$ -распада и  $\beta^+$ -распада в непрерывный спектр также имеют одинаковую структуру). Тот факт, что электронный захват и позитронный распад имеют хорошо известное отношение ветвления, позволяет оценить величину  $\lambda_2$  с учетом того, что для  $^{30}_{15}\text{P}$   $T_{1/2} = (2,50 \pm 0,01)$  мин [3]. Если не учитывать различий в энергетике электронного и позитронного  $\beta$ -распада, то оказывается, что для  $^{32}_{15}\text{P}$   $\lambda_2 \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ . Аналогичный подсчет для изотопа  $^{33}_{15}\text{P}$  дает оценку  $\lambda_2 \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ , поскольку для  $^{29}_{15}\text{P}$   $T_{1/2} = (4,50 \pm 0,05)$  с. В дождевой воде присутствует смесь изотопов  $^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{33}_{15}\text{P}$ . Поэтому глазомерная оценка величины  $\lambda_2 \sim 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  представляется достаточно разумной.

Отметим, что в «фотонном» приближении имеет место очевидное соотношение

$$\beta_{12} = 4\pi \cdot 2(\lambda_1 + \lambda_2) \gamma \frac{\sigma_L}{S_{\text{eff}}}, \quad (13)$$

где  $\gamma$  — отношение ветвления для девозбуждения атома серы в фотонный и оже-электронный каналы;  $\sigma_L$  — сечение фотоионизации  $L$ -оболочки атома радиофосфора;  $S_{\text{eff}}$  — эффективная площадь поверхности шаровой молнии. Полагая  $\gamma \sim 1$ ,  $\sigma_L \sim 10^{-20} \text{ м}^2$ , а  $S_{\text{eff}} \sim 0,01 \text{ м}^2$ , мы немедленно приходим к оценке  $\beta_{12} \sim 10^{-20} \text{ c}^{-1}$ , что несколько меньше феноменологических оценок. Отсюда можно сделать вывод о том, что резонансная фотоионизация дает заметный вклад в процесс «обдирания» электронных оболочек атомов радиофосфора. Однако оценить относительную роль процессов фотоионизации и ионизации электронным ударом (если речь идет только об ионизации атомов радиофосфора от удара ускоренными оже-электронами, т.е. о нелинейном источнике ионов, пропорциональном  $N_1 N_2$ ; суммарный вклад от ионизации электронным ударом, безусловно, является абсолютно доминирующим за счет огромного по величине вклада линейного источника  $\beta_{10} N_1$ ) в настоящий момент не представляется возможным.

Скорее всего, ионизация  $\beta$ -электронами и фотоионизация инициируют цепную реакцию, а дальше основную роль играет электронная лавина. Цепная реакция обусловлена малыми по величине нелинейными источниками, а динамическая метастабильность уровня  $N_2$  поддерживается большим по величине линейным источником  $\beta_{10} N_1$ .

Следует сказать, что в работе [10] использовалось заниженное значение величины  $\sigma_L \sim 10^{-21} \text{ м}^2$ . Полученные в этой работе оценки оказались внутренне непротиворечивыми только потому, что при оценке величины  $\sigma_L$  на основе наблюдательных данных не были учтены эффекты поглощения фотонов с энергией  $E_\gamma \approx 350 \text{ эВ}$  молекулами воздуха и паров воды, а для теоретического расчета величины  $\sigma_L$  использовалось крайне грубое приближение «черного диска».

Заключительный штрих к данной части работы состоит в оценке энергии фотонов, осуществляющих резонансное вырывание электронов из  $L$ -оболочки атома  $^{32}_{15}\text{P}$ .

Разница между энергией связи электрона, находящегося на  $K$ -оболочках атомов  $^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{32}_{16}\text{S}$ , составляет

$$\Delta E \approx (2Z - 1) E_0, \quad (14)$$

где  $E_0 = 13,2$  эВ — энергия связи электрона в атоме водорода;  $Z$  — заряд дочернего ядра. Энергия, необходимая для резонансного вырывания электрона из  $L$ -оболочки материнского нуклида, подчиняется неравенству

$$\frac{(Z - 5)^2}{n^2} E_0 \leq E_r \leq \frac{(Z - 3)^2}{n^2} E_0, \quad (15)$$

где  $n = 2$  — главное квантовое число. Таким образом, резонансное усиление процессов фотовозбуждения и фотоионизации, сопряженных с «обдиранием»  $L$ -оболочки атомов  $^{32}_{15}\text{P}$ , участвующих в реакции, возможно только при условии  $13 \leq Z \leq 16$ , поскольку заряд ядра не может быть дробным числом. Кроме того, в данных расчетах число  $Z$  есть заряд дочернего ядра. Поэтому «под подозрением» на участие в процессе  $\beta$ -распада в связанное состояние (т.е. на определяющую роль в процессе образовании шаровой молнии) оказываются следующие изотопы:

- $^{27}_{12}\text{Mg}$ ,  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (9,45 \pm 0,04)$  мин;
- $^{28}_{12}\text{Mg}$ ,  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (21,85 \pm 0,32)$  ч;
- $^{28}_{13}\text{Al}$ , распространенность в природе  $< 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (2,31 \pm 0,01)$  мин;
- $^{29}_{13}\text{Al}$ , распространенность в природе  $< 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (6,56 \pm 0,06)$  мин;
- $^{31}_{14}\text{Si}$ , распространенность в природе  $< 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (159 \pm 1)$  мин;
- $^{32}_{15}\text{P}$ , распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [3, 7],  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (14,2950 \pm 0,0088)$  сут;
- $^{33}_{15}\text{P}$  распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [3, 7],  $\beta^-$ -активен, период полураспада  $T_{1/2} = (24,4 \pm 0,2)$  сут.

Из всех перечисленных изотопов в дождевой воде обнаружены только радиоактивные изотопы фосфора. Кроме того, многие наблюдатели отмечали запах серы на месте взрыва шаровой молнии, что явно указывает на образование изотопов серы из изотопов фосфора в результате  $\beta$ -распада в связанное состояние. Именно эти обстоятельства заставляют предположить, что основным «горючим материалом» шаровой молнии являются именно изотопы  $^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{33}_{15}\text{P}$ , а остальные изотопы дают некий, пока что трудно оцениваемый вклад в цепную реакцию  $\beta$ -распада в связанное состояние.

## 2. ЭМПИРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Для того чтобы проверить свойства предложенной феноменологической модели шаровой молнии, сделаем дополнительный анализ системы уравнений (1) в приближении

$$\lambda_1 \ll \beta_{12} N_2, \quad |\lambda_0 - q_2 N_2^{-1}| \ll \beta_{12} N_1, \quad \beta_{22} N_2 \sim \beta_{12} N_1,$$

т.е. будем считать, что число невозбужденных атомов радиоизотопа  $^{32}_{15}\text{P}$  в загоревшемся объеме шаровой молнии быстро убывает, в основном, за счет процессов возбуждения и ионизации; возрастает за счет спонтанных и вынужденных переходов электронов на вакансии в  $K$ - и  $L$ -оболочках  $^{32}_{15}\text{P}$  ( $^{33}_{15}\text{P}$ ) весьма вяло, внешние источники радиофосфора в значительной степени компенсируют выгорание радиофосфора ( $q = q_1 - q_2 - \lambda_1 N_1 + \lambda_3 N_2 + \beta_{22} N_2^2$ ), причем убыль «ионов» радиофосфора идет с той же скоростью, что и их поступление в зону реакции (по порядку величины  $q \sim \beta_{12} N_1 N_2$ ). В этом случае исходная система уравнений существенно упрощается. Величина  $N_3$  интереса не представляет, а  $N_1$  и  $N_2$  подчиняются системе уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\beta_{12} N_1 N_2 + q, \\ \frac{dN_2}{dt} = \beta_{21} N_2 N_1 - \beta_{22} N_2^2. \end{cases} \quad (16)$$

Эта система уравнений может быть проанализирована следующим образом. Из первого уравнения системы (16) следует, что

$$N_1(t) = N_{10}(t) \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right), \quad (17)$$

где

$$N_{10}(t) = N_{10}(0) + \int_0^t d\xi q(\xi) \exp\left(\beta_{12} \int_0^\xi N_2(\tau) d\tau\right). \quad (18)$$

Таким образом, второе уравнение системы (16) можно представить в виде

$$\frac{dN_2}{dt} = - \left[ \lambda_{\text{tr}} + \beta_{22} N_2 - \beta_{21} N_{10}(t) \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right) \right] N_2. \quad (19)$$

Введем величину<sup>1</sup>

$$\lambda_{\text{eff}}(t) = \lambda_{\text{tr}} + \beta_{22} N_2 - \beta_{21} N_{10}(t) \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right) \quad (20)$$

и представим уравнение (19) в виде

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_{\text{eff}} N_2. \quad (21)$$

<sup>1</sup>Здесь  $\lambda_{\text{tr}} = \lambda_0 - q_2 N_2^{-1} > 0$  — порог реакции. Шаровая молния самопроизвольно загорается, если выполняется условие  $\beta_{21} N_{10} > \lambda_{\text{tr}}$ . По статистике это происходит в 6% случаев [2]. В приводимых ниже оценках порог реакции во внимание не принимается.

Если величина  $N_{10}$  настолько мала, что  $\lambda_{\text{eff}}(t) > 0$ , то горение шаровой молнии, даже если оно началось, очень быстро прекращается из-за быстрого нарастания затухания. Такова, в частности, судьба искр, отлетающих от тела шаровой молнии в разные стороны.

Стационарному горению соответствует ситуация, когда

$$\beta_{22}N_2 = \beta_{21}N_{10}(t) \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right). \quad (22)$$

Это условие с высокой степенью точности выполняется, пока справедливо неравенство

$$\kappa(t) \equiv \beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \ll 1. \quad (23)$$

Таким образом, мы снова приходим к оценке (5) для величины  $N_2^{\text{st}}$ .

Перейдем к анализу нестационарных эффектов. Если за счет наличия источника  $q_1$  величина  $N_{10}$  становится настолько большой, что при  $t \rightarrow 0$  справедливо неравенство

$$\beta_{22}N_2 \ll \beta_{21}N_{10} \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right), \quad (24)$$

то начинает выполняться условие

$$\lambda_{\text{eff}} < 0, \quad (25)$$

причем величина  $\lambda_{\text{eff}}$  становится существенно зависящей от времени. В этом случае начинается лавинообразное нарастание  $N_2$  по закону

$$N_2 = N_{20} \exp\left(-\int_0^t \lambda_{\text{eff}}(\tau) d\tau\right). \quad (26)$$

Число возбужденных и ионизованных атомов фосфора, у которых ободрали  $K$ - или  $L$ -оболочку, экспоненциально растет до тех пор, пока мы не дойдем до равновесного значения  $N_2$ , задаваемого соотношением (21). Однако, в отличие от ситуации стационарного горения, в этом случае величина  $\kappa(t)$ , задаваемая соотношением (22), отнюдь не мала. Это приводит к тому, что, начиная с момента времени  $t_0$ , являющегося корнем уравнения

$$\lambda_{\text{eff}}(t_0) = 0, \quad (27)$$

нарастание  $N_2$  за счет процессов ионизации прекращается. Начинается лавинообразное падение  $N_2$  как за счет  $\beta$ -распада в связанное состояние и в континуум, так и за счет атомных процессов (рекомбинация, заполнение  $K$ - и  $L$ -оболочек  $^{32}_{15}\text{P}$  ( $^{33}_{15}\text{P}$ ) вследствие перехода на них электронов из  $M$ -оболочки, испускание оже-электронов и т. п.). С физической точки зрения это означает, что процессы высвобождения накопленной энергии становятся лавинообразными и шаровая молния взрывается<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Качественный анализ вариантов поведения шаровой молнии, приведенный выше, является очень грубым, поскольку вблизи точки бифуркации нарушается условие  $\beta_{22}N_2 \approx \beta_{12}N_1$ , а само поступление радиофосфора в область реакции, вызывающее взрыв ШМ, связано с наличием случайного внешнего источника ( $q_1 \neq 0$ ).

Таким образом, тихое угасание или взрыв шаровой молнии зависят от того, достаточно ли содержится радиофосфора в объеме шаровой молнии для ее стационарного горения. Если изотопа  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ) в области протекания реакции недостаточно, то она гаснет. Если радиофосфора хватает, то идет процесс стационарного горения. Если имеет место избыток реагирующего вещества, то молния взрывается. При этом бифуркационным параметром задачи является величина  $N_{10}$  — количество ядер  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ) в объеме шаровой молнии в некоторый момент времени  $t_1$ . Особо отметим, что в качестве  $t_1$  может выступать любой момент разряда шаровой молнии, в который по тем или иным причинам в зону горения поступает дополнительное количество изотопа  $^{32}\text{P}$  ( $^{33}\text{P}$ ), и процесс приобретает характер неуправляемой цепной реакции (вклад внешнего источника  $q_1$  превышает критическое значение).

Остановимся подробнее на других особенностях описываемого явления.

В классическом обзоре Б. М. Смирнова [2] приводятся многие свойства шаровой молнии. Остановимся на некоторых из них: «Шаровая молния обладает электрическими свойствами. По этому вопросу нет четкой статистики. Ряд случаев такого рода описан Стахановым [11]. Действие шаровой молнии на человека, как правило, подобно действию на него электрического тока. Она может вызвать временное онемение или паралич части тела. Согласно Григорьеву [12] в 3 случаях его коллекции сообщается об ожогах от шаровой молнии, подобных действию ультрафиолетового излучения».

В рамках предлагаемой теории эти свойства ШМ воспроизводятся естественным образом. Интенсивный выброс электронов при обычном  $\beta$ -распаде приводит к тому, что тело шаровой молнии является сильно заряженным. За 1 с она теряет заряд примерно  $10^{-7} - 10^{-6}$  Кл (при оценках предполагается, что суммарная активность ШМ составляет порядка  $10^2$  Ки). В результате электрический потенциал поверхности шаровой молнии за 1 с возрастает примерно на  $\Delta\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \sim \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 10^{-7}}{0,1} \sim 10^4$  В.

В силу этого электрический пробой воздуха вокруг облака паров химических соединений радиофосфора наступает за время  $\sim 1$  с. Именно этот электрический разряд приводит к тому, что электрический потенциал поверхности шаровой молнии не превосходит напряжения пробоя влажного воздуха при нормальных условиях. Большой по величине положительный заряд тела шаровой молнии работает как электростатический пылесос, собирая из окружающего пространства отрицательно заряженные ионы фосфорной кислоты  $(\text{H}_3\text{PO}_4)^-$  и таким образом подпитывая запасы радиофосфора в области протекания цепной субатомной реакции индуцированного  $\beta$ -распада ядер радиофосфора в связанное состояние.

Кроме того, заряд шаровой молнии, создавая высокий электрический потенциал, вызывает «тихий электрический разряд при атмосферном давлении или периферийное свечение электронного пучка с энергией в несколько десятков килоэлектрон-вольт, падающего из вакуумной трубки в воздух при обычном давлении» [9]. Особо отметим, что электрический разряд при горении ШМ представляет собой макроскопическое квантовое явление — вторичный эффект при цепной субатомной реакции индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние. Данный тип коллективных вторичных эффектов при  $\beta$ -распаде на сегодняшний день не описан в литературе. Именно этот процесс в течение продолжительного времени заставлял ученых искать причины появления шаровой молнии в рамках физики электрического разряда в газах.

Что касается ожогов от ультрафиолетового излучения, то необходимо отметить, что фотоны с энергией  $E_\gamma \sim 350$  эВ относятся либо к мягкому рентгену, либо к жесткому ультрафиолету (условная граница раздела по шкале электромагнитных волн). Именно это излучение и вызывает ожоги.

Полученные выше оценки позволяют оценить светимость шаровой молнии. Очевидно, что в рамках сделанных допущений в теле ШМ за одну секунду происходит примерно  $\lambda_2 N_2 \sim 10^{15}$   $\beta$ -распадов ядер радиофосфора в связанное состояние. При этом выделяется приблизительно  $1 \leq E \leq 10$  Дж полезной энергии. Примерно такой же энергетический вклад дают процессы  $\beta$ -распада в непрерывный спектр, т. е. шаровая молния должна светиться, как не очень яркая электрическая лампочка. Это утверждение вполне согласуется с наблюдательными данными. Кроме того, из анализа совокупности наблюдательных данных следует, что в оценочных расчетах рассматривалась не очень большая и не очень яркая молния.

Многочисленные наблюдатели отмечали, что шаровая молния часто летит против ветра. Это связано с тем, что горючий материал (радиофосфор) в зону протекания реакции наносит именно воздушными потоками и электростатическим взаимодействием. Перемещение шаровой молнии связано с конвекцией лишь в той мере, в которой электростатическое взаимодействие затягивает отрицательные ионы  $(\text{H}_3\text{PO}_4)^-$  в область протекания реакции. Зона горения (свечения) смещается туда, где радиофосфора больше. Ведь «спичкой» для «зажигания» радиофосфора служат  $\gamma$ -кванты с энергией<sup>1</sup> порядка 400 эВ, на которые ветер никак не влияет. Электроны, разогнанные электростатическим полем тела ШМ и вследствие этого ионизирующие атомы радиофосфора при столкновениях с ними, также достаточно слабо реагируют на ветер.

Взрыв шаровой молнии часто происходит при столкновении с твердыми предметами. Все дело в том, что в зонах затишья воздушных потоков скапливается радиофосфор и реакция приобретает взрывной характер.

Способность шаровой молнии проникать сквозь узкие щели становится очевидной, как только мы вспоминаем, что в зонах затишья воздушных потоков и на поверхностях щелей (в дверях, окнах, замочных скважинах) скапливается радиофосфор. Сквознячок, вызванный перепадом давления и электростатическими силами, затягивает пары радиофосфора сквозь щели навстречу налетающей ШМ. Геометрический центр области горения следует в направлении увеличения концентрации паров радиофосфора, т. е. имеет место полет ШМ «против ветра». Многочисленные очевидцы описывают это явление так: шаровая молния подходит к отверстию и выбрасывает впереди себя длинный светящийся шнур, который как бы нащупывает дорогу к отверстию, а потом втягивается в него. Дело в том, что ламинарная струйка радиофосфора вытягивается ШМ из отверстия электростатическими силами. Реакция бежит вдоль этой струйки, как огонь по бикфордову шнуру.

Шаровая форма молнии, очевидно, связана с тем, что кулоновское взаимодействие, собирающее отрицательные ионы  $(\text{H}_3\text{PO}_4)^-$  в область протекания реакции из окружающего пространства, сферически симметрично. Кроме того, интенсивность излучения, инициирующего реакцию, падает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра. Плотность паров соединений радиофосфора также уменьшается по мере удаления от

<sup>1</sup>Более корректный расчет  $E_\gamma$  с учетом эффектов экранировки дает значения 340–360 эВ.

геометрического центра ШМ. Как только произведение концентрации паров соединений радиофосфора на плотность ионизирующего излучения становится меньше критического значения, реакция гаснет.

Один из количественных критериев, позволяющих оценить видимые размеры шаровой молнии, имеет вид

$$I_0 r^{-2} n \sigma_L \geq (I_0 r^{-2} n \sigma_L)_{cr}, \quad (28)$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \approx 350$  эВ;  $n$  — концентрация паров  $^{32}_{15}\text{P}$  в атмосфере;  $\sigma_L$  — сечение фотоионизации  $L$ -оболочки атома  $^{32}_{15}\text{P}$ . Реакция  $^{32}_{15}\text{P}^{\text{ion}} \rightarrow (^{32}_{16}\text{S}^{\text{ion}} + e^-)_{L\text{-bound}} + \tilde{\nu}_e$  является самоподдерживающейся, если условие (28) выполняется. Если оно не выполняется, то реакция затухает. Величина  $(I_0 r^{-2} n \sigma_L)_{cr}$  в правой части соотношения (28) есть критическое значение параметра задачи. Этот параметр может быть выражен через кинетические коэффициенты  $\beta_{12}$ ,  $\beta_{21}$ , входящие в уравнения феноменологической модели шаровой молнии.

Строго говоря, условие (28) зажигания цепной реакции индуцированного  $\beta$ -распада в связанное состояние недостаточно корректно. В нем не учтен вклад процессов ионизации атомов радиофосфора электронным ударом, который на много порядков больше, чем вклад от процессов фотоионизации. Однако, как уже отмечалось выше, за «цепь» отвечают именно процессы фотоионизации и ионизации электронным ударом оже-электронов, ускоренных электрическим полем ШМ. Именно поэтому условие (28) выполняется с достаточной степенью точности.

Полет шаровой молнии сопровождается треском и шипением. Все дело в том, что именно электрический пробой воздуха, вызванный высоким электрическим потенциалом тела шаровой молнии, сопровождается характерными звуками. Достаточно вспомнить школьные опыты с электрофорной машиной.

Предпочтительное загорание шаровой молнии на проводниках связано тем, что она имеет большой электрический заряд и, следовательно, притягивается к металлическим предметам.

Предпочтительное появление в грозовую погоду связано с тем, что радиофосфор относится к короткоживущим изотопам. Интенсивные вертикальные воздушные потоки и капли дождя доставляют радиофосфор к поверхности земли до того, как он распался.

Совершенно аналогично объясняются все остальные эмпирические свойства шаровой молнии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе построена феноменологическая модель шаровой молнии, основанная на гипотезе о том, что она представляет собой макроскопическое проявление цепной реакции индуцированного  $\beta$ -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние. Это принципиально новый, не описанный в литературе тип цепных реакций, в которых участвуют как ядерные, так и атомные и молекулярные степени свободы. Причем этот процесс реализуется в природных условиях.

В связи с этим представляются крайне интересными следующие моменты:

- 1) экспериментальная проверка предложенной теории;
- 2) построение микроскопической модели шаровой молнии;
- 3) изучение процесса образования облаков паров соединений радиофосфора в атмосфере;

- 4) оценка критической плотности для паров радиофосфора;
- 5) поиск других радиоизотопов, отличных от  $^{32}_{15}\text{P}$ , интересных с точки зрения изучения процессов  $\beta$ -распада в связанное состояние;
- 6) поиск технологических приложений описанных процессов.

**Благодарности.** Выражаю благодарность В. А. Сойферу, Н. Л. Казанскому, В. И. Фурману, И. П. Завершинскому, В. С. Казакевичу, В. В. Ленивкину, Л. В. Туманову за многочисленные стимулирующие дискуссии, в результате которых на свет появилась эта работа.

Я также благодарен В. П. Алфименкову и Ю. М. Чувильскому, которые первыми обратили мое внимание на проблему времени жизни электронных дырок. Эти ценные критические замечания позволили существенно уточнить картину физического явления.

Особую благодарность выражаю Ф. А. Гарееву за то, что он первым ознакомил меня с проблемой  $\beta$ -распада в связанное состояние, снабдил соответствующей научной литературой и постоянно поддерживал мою работу.

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

Научные результаты, изложенные в настоящей статье, получены при выполнении проекта российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» при финансовой поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02), Министерства образования и науки РФ и Администрации Самарской области.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ратис Ю. Л. // Естествознание. Экономика. Управление. Специальный вып. Самара, 2003. С. 4.
2. Смирнов Б. М. // УФН. 1990. Т. 160, вып. 4.
3. Селинов И. П. Изотопы. М., 1970. Т. 1. С. 623.
4. Bahcall J. N. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 495.
5. Jung M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, No. 15. P. 2164.
6. Bosh F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77, No. 26. P. 5190.
7. Lal D., Narasappaya N., Zutshi P. K. // Nucl. Phys. 1957. V. 3. P. 69.
8. Гареев Ф. А., Ратис Ю. Л. // Естествознание. Экономика. Управление: Сб. науч. тр., посвященный памяти А. И. Федосова. Самара, 2002. Вып. 3. Т. 1. С. 103.
9. Дмитриев М. Т. Природа шаровой молнии // Природа. 1967. № 6. С. 98.
10. Ратис Ю. Л. // Естествознание. Экономика. Управление. Специальный вып. Самара, 2003. С. 17.
11. Стаханов И. П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. Григорьев А. И., Григорьева И. Д. // Тр. 3-го Всесоюз. симп. по атмосферному электричеству. Тарту, 1986. С. 22.

Получено 16 апреля 2004 г.