

Шаровая молния как макроскопическое проявление β -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние

Ю.Л. Ратис

Введение

Все трудности существовавших теорий шаровой молнии были связаны с тем, что по умолчанию предполагалось, что шаровая молния – это плазмоид. 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 β -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние. В связи с этим наблюдаемое явление абсолютно неправомерно называется шаровой молнией, поскольку никакого отношения к физике электрического разряда в газах оно не имеет.

1. Наивная феноменологическая модель шаровой молнии

Наивная модель шаровой молнии описывается системой уравнений:

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

где N_1 - число 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 - число атомов изотопа серы $^{32}_{16}\text{S}$ ($^{33}_{16}\text{S}$).

Кроме того, в соотношении (1) использованы следующие обозначения: λ_1 - постоянная β -распада в непрерывный спектр, λ_2 - постоянная индуцированного β -распада в связанное состояние (в дискретный спектр, на вакансию в L-оболочке), λ_3 - вероятность спонтанного перехода (в единицу времени) электрона на L-оболочку возбужденного (либо ионизованного) атома $^{32}_{15}\text{P}$ с M, N, ... - оболочек или из непрерывного спектра¹, β_{12} - константа скорости фотовозбуждения и фотоионизации атомов $^{32}_{15}\text{P}$ («обдирания» L-оболочки атома $^{32}_{15}\text{P}$) γ -квантами, образующимися при индуцированном β -распаде фосфора $^{32}_{15}\text{P}$, β_{12} - перекрестный коэффициент (очевидно, что $\beta_{12} = \beta_{21}$), а коэффициент β_{22} - константа скорости выбытия возбужденных атомов фосфора из-за взаимодействия между собой.

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 [3] пары атомарного радиофосфора медленно опускаются к Земле и быстро вступают в реакцию с кислородом. В результате этой реакции образуется пятиокись фосфора P_2O_5 . В дальнейшем она взаимодействует с парами воды, в результате чего образуется фосфорная кислота H_3PO_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 P_2O_5 и H_3PO_4 , с L-оболочки которых один (или более) электрон перешел на более высокий дискретный энергетический уровень или в непрерывный спектр. Однако для краткости мы далее всюду, где речь идет о параметре N_2 , будем употреблять термин «ион фосфора».

¹ В атоме фосфора, находящемся в основном состоянии, заполнены K- и L-оболочки, а M-оболочка заполнена частично.

Каждый β -распад ядра $^{32}_{15}\text{P}$ сопровождается испусканием двух фотонов внутреннего тормозного излучения (ВТИ) с энергией около 440 эВ каждый². Именно «встряхивание» К-оболочки при β -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 $^{32}_{15}\text{P}$. Из-за совпадения этих энергий становится возможным резонансное возбуждение (или ионизация) атомов $^{32}_{15}\text{P}$. В результате открывается канал **β -распада в связанное состояние**, и при определенных условиях может начаться **ценная 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 (то есть люминесценции, продолжающейся значительное время после прекращения возбуждения)³.

Метастабильность возбужденного атома фосфора, у которого имеется вакансия (дырка) на L-оболочке, приводит к тому, что при достаточно больших значениях N_1 становится возможным выполнение соотношения

$$\lambda_3 \ll \beta_{12} N_1, \quad (2)$$

то есть, 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 (классическая трехуровневая схема такого лазера представлена на рис. 1).

² Возбужденный атом $^{32}_{16}\text{S}$, образующийся в результате β -распада $^{32}_{15}\text{P}$, испускает и другие ВТИ-фотоны. Однако именно процессы, протекающие в К- и L-оболочках, отвечают за физику шаровой молнии.

³ Время высвечивания люминофора может составлять часы, сутки и даже месяцы!

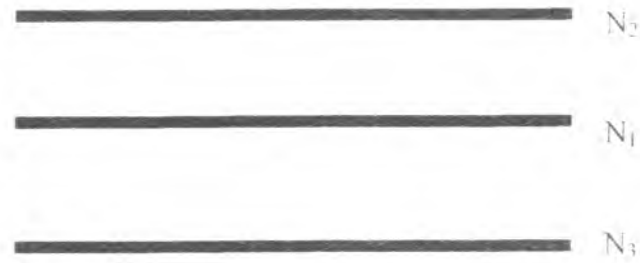


Рис.1 Схема уровней природного рентгеновского лазера

Если цепная реакция индуцированного β -распада в связанное состояние началась, то условие ее стационарного течения имеет вид:

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

где

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

откуда немедленно следует, что

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

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

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

Строго говоря, величина N_2^{st} сама является функцией величины N_2 , т.к. она зависит от величины 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 β_{22} и величину N_2^{st} можно считать постоянными.

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

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

Решение уравнения (7) имеет вид:

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

где x_0 - значение параметра x в момент времени $t = 0$. Величина x имеет смысл относительного отклонения числа ионов ^{32}P от значения $N_2^{\text{ст}}$, соответствующего стационарному течению реакции. Именно поэтому трактовка решения (8) совершенно очевидна: если цепная реакция индуцированного β -распада $^{32}\text{P}^{\text{ин}} \rightarrow \left(^{32}\text{S}^{\text{ин}} + e \right)_{1-\text{bound}} + \bar{\nu}_e$ началась, то величина N_2 устойчиво стремится к своему равновесному значению $N_2^{\text{ст}}$.

Судя по описаниям очевидцев, светящийся шар возникает в воздухе, на глазах разрастаясь до своего равновесного значения. Поэтому в оценочных расчетах логично положить величину $\beta_{22} N_2^{\text{ст}} \sim 0.01 \text{ с}^{-1}$. Если учесть, что объем шаровой молнии по порядку величины составляет около 1 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}P в рассматриваемом объеме имеет порядок 10^{18} дм^{-3} . В результате мы получаем оценку величины коэффициента $\beta_{22} \sim 10^{-20} \text{ с}^{-1}$. Эта оценка соответствует тому, что в цепной реакции участвует примерно каждый десятый радионуклид ^{32}P .

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}P , весьма невелик ($k = 2$).

Особо остановимся на физико-химической природе коэффициента β_{22} . Если реакция β -распада происходит с ядром атома ^{32}P , входящего в состав молекулы P_2O_5 , то в результате на очень короткое время образуется не существующая в обычной химии молекула PSO_5 . Эта молекула очень быстро разваливается, а электронные оболочки всех атомов, входивших в состав этой молекулы, мгновенно перестраиваются. Если второй атом фосфора, входив-

ший в состав рассматриваемой молекулы 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 β -распада происходит с ядром атома $^{32}_{15}P$, входящего в состав молекулы H_3PO_4 , то индуцированного выбытия ионов радиофосфора не происходит. Именно поэтому критическая масса радиофосфора сильно зависит от процентного соотношения молекул P_2O_5 и H_3PO_4 в объеме шаровой молнии.

Оценим другие величины, входящие в задачу. Во-первых, из эксперимента хорошо известно, что величина λ_1 для $^{32}_{15}P$ составляет [1]:

$$\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 5.6 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \quad (9)$$

С формальной точки зрения скорость β -распада в связанное состояние дается соотношениями, полученными в работе [2]. В этой работе расчет β -распада в связанное состояние производился в предположении, что гамильтониан процесса имеет вид:

$$H_w = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 - \kappa \gamma_5) \psi_n) \times (\bar{\psi}_n \gamma_\alpha (1 + \kappa \gamma_5) \psi_p) + \text{H.c.} \quad (10)$$

Согласно результатам этой работы, несколько устаревшей (теория электро-слабого взаимодействия и физика кварков, включая квантовую хромодинамику, в 1961 году находились в зачаточном состоянии), но достаточно полной и вполне пригодной для наших оценок, постоянная скорости β -распада в связанное состояние равна:

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

причем отношение ветвления для β -распада в связанное состояние и в непрерывный спектр имеет вид:

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

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

Некоторые результаты численных расчетов, выполненных в этой работе, приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Скорости β - распада в связанное состояние

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

К сожалению, как было выяснено несколько позже, теория β - распада в связанное состояние, развитая в работе [2], может существенно расходиться с экспериментом [4]. По нашим оценкам величина постоянной скорости β - распада радионуклида ${}_{15}^{32}\text{P}$ в связанное состояние на L - оболочку составляет $\lambda_2 \sim 10^{-3} \text{ c}^{-1}$. С учетом этого обстоятельства величина коэффициентов β_{12} и β_{21} составляет $\beta_{12} = \beta_{21} \sim 10^{-21} \text{ c}^{-1}$.

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

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

$$\Delta E \approx (2Z + 1)E_0, \quad (13)$$

где $E_0 = 13.2$ эВ – энергия связи электрона в атоме водорода, а Z - заряд дочернего ядра. Энергия, необходимая для резонансного вырывания электрона из L - оболочки материнского нуклида, подчиняется неравенству

$$\frac{(Z-4)^2}{n^2} \cdot E_0 \leq E_r \leq \frac{(Z-3)^2}{n^2} \cdot E_0, \quad (14)$$

где $n = 2$ - главное квантовое число. Таким образом, резонансное усиление процессов фотовозбуждения и фотоионизации, сопряженных с «обдирианием» L - оболочки атомов $^{32}_{15}\text{P}$, участвующих в реакции, возможно только при условии $13.3 \leq Z \leq 16.2$. Однако 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 β^- - распада в связанное состояние (то есть, на определяющую роль в процессе образования шаровой молнии) оказываются следующие изотопы:

- $^{27}_{12}\text{Mg}$, β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 9.45 \pm 0.04$ минуты;
- $^{28}_{12}\text{Mg}$, β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 21.85 \pm 0.32$ часа;
- $^{28}_{13}\text{Al}$, распространенность в природе $< 5 \cdot 10^{-5}$, β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 2.31 \pm 0.01$ минуты;
- $^{29}_{13}\text{Al}$, распространенность в природе $< 2 \cdot 10^{-5}$, β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 6.56 \pm 0.06$ минуты;
- $^{31}_{14}\text{Si}$, распространенность в природе $< 5 \cdot 10^{-3}$, β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 159 \pm 1$ минуты;
- $^{32}_{15}\text{P}$, распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [1,3], β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 14.2950 \pm 0.0088$ дней;

- $^{33}_{15}\text{P}$, распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [1,3], β^- - активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 24.4 \pm 0.2$ дня.

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 β^- - распада в связанное состояние. Именно эти обстоятельства заставляют предположить, что основным «горючим материалом» шаровой молнии является именно изотоп $^{32}_{15}\text{P}$, а остальные изотопы дают некий, пока что трудно оцениваемый вклад в цепную реакцию β^- - распада в связанное состояние.

2. Эмпирические свойства шаровой молнии.

Для того чтобы проверить объяснительные свойства предложенной феноменологической модели шаровой молнии, проделаем дополнительный анализ системы уравнений (1) в приближении $\lambda_1 \ll \beta_{12}N_2$, $\lambda_3 \ll \beta_{12}N_1$. То есть, будем считать, что число невозбужденных атомов радиоизотопа $^{32}_{15}\text{P}$ в загоревшемся объеме шаровой молнии быстро убывает, в основном, за счет процессов фотовозбуждения и фотоионизации, а возрастает за счет спонтанных переходов электронов на вакансии в L- оболочке $^{32}_{15}\text{P}$ весьма вяло. В этом случае исходная система уравнений упрощается. Величина N_3 интереса не представляет, а величины N_1 и N_2 подчиняются системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\beta_{12}N_1N_2 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_0N_2 + \beta_{21}N_2N_1 - \beta_{22}N_2^2 \end{cases} \quad (15)$$

Эта система уравнений может быть проанализирована следующим образом. Из первого уравнения системы (15) вытекает, что

$$N_1(t) = N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right). \quad (16)$$

Таким образом, второе уравнение системы (15) можно представить в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = - \left[\lambda_0 - \beta_{21} N_{10} \cdot \exp \left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \right) + \beta_{22} N_2 \right] N_2. \quad (17)$$

Введем величину

$$\lambda_{\text{eff}}(t) = \lambda_0 + \beta_{22} N_2 - \beta_{21} N_{10} \cdot \exp \left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \right) \quad (18)$$

и представим уравнение (17) в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_{\text{eff}} N_2. \quad (19)$$

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

$$\lambda_0 + \beta_{22} N_2 = \beta_{21} N_{10} \cdot \exp \left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \right). \quad (20)$$

Это условие с высокой степенью точности выполняется, пока справедливо неравенство

$$\kappa(t) \equiv \beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \ll 1. \quad (21)$$

Таким образом, мы легко приходим к оценке величины $N_2^{\text{ст}}$:

$$N_2^{\text{ст}} \approx \frac{\beta_{21} N_{10} - \lambda_0}{\beta_{22}}. \quad (22)$$

Если величина N_{10} велика, и при $t \rightarrow 0$ справедливо неравенство

$$\beta_{22} N_2 \ll \beta_{21} N_{10} \cdot \exp \left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \right), \quad (23)$$

то начинает выполняться условие:

$$\lambda_{\text{eff}} < 0, \quad (24)$$

причем величина λ_{eff} становится существенно зависящей от времени. В этом случае начинается лавинообразное нарастание величины N_2 по закону:

$$N_2 = N_{20} \cdot \exp\left(-\int_0^t \lambda_{\text{eff}}(\tau) d\tau\right). \quad (25)$$

Число возбужденных и ионизированных атомов фосфора, у которых ободрали L-оболочку, экспоненциально растет до тех пор, пока мы не дойдем до равновесного значения N_2 , задаваемого соотношением (20). Однако, в отличие от ситуации стационарного горения, в этом случае величина $\kappa(t)$, задаваемая соотношением (21), отнюдь не мала. Это приводит к тому, что, начиная с момента времени t_0 , являющегося корнем уравнения

$$\lambda_{\text{eff}}(t_0) = 0, \quad (26)$$

нарастание величины N_2 за счет процессов ионизации прекращается. Начинается лавинообразное падение величины N_2 как за счет β -распада в связанное состояние и в континуум, так и за счет атомных процессов (рекомбинация, заполнение L-оболочки $^{32}_{15}\text{P}$ за счет перехода на нее 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.

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 $^{32}_{15}\text{P}$ 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 $^{32}_{15}\text{P}$ 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 $^{32}_{15}\text{P}$ и процесс приобретает характер неуправляемой цепной реакции.

Остановимся подробнее на других замечательных особенностях описываемого явления.

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. Сама молния при этом никуда не летит. Ее перемещение никак не связано с конвекцией. Зона горения (свечения) смещается туда, где радиофосфора больше. Ведь «спичкой» для «зажигания» радиофосфора служат γ -кванты с энергией порядка 440 эВ, на которые ветер никак не влияет.

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.

Шаровая форма молнии, очевидно, связана с тем, что интенсивность излучения, инициирующего реакцию, падает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра. Как только плотность излучения становится меньше критической, реакция гаснет. Количественный критерий, позволяющий определить размеры шаровой молнии, имеет вид:

$$\frac{I_0}{r^2} \cdot \mathbf{n} \cdot \sigma_l \geq \left(\frac{I_0}{r^2} \cdot \mathbf{n} \cdot \sigma_l \right)_{cr}, \quad (27)$$

где I_0 - интенсивность излучения γ -квантов с энергией $E_\gamma \approx 440$ эВ, \mathbf{n} - концентрация паров ^{32}P в атмосфере, σ_l - сечение фотоионизации L -оболочки атома ^{32}P . Реакция $^{32}\text{P}^{ion} \rightarrow \left(^{32}\text{S}^{ion} + e^- \right)_{l-bound} + \bar{\nu}_e$ является самоподдерживающейся, если условие (27) выполняется. Если оно не выполняется, то реакция затухает. Величина $\left(\frac{I_0}{r^2} \cdot \mathbf{n} \cdot \sigma_l \right)_{cr}$ в правой части соотношения (27) есть критическое значение параметра задачи, определяющего величину кинетических

коэффициентов β_{12} , β_{21} , входящих в уравнения наивной феноменологической модели шаровой молнии.

Совершенно аналогично можно объяснить все остальные эмпирические свойства шаровой молнии.

Заключение

В настоящей работе построена наивная феноменологическая модель шаровой молнии, основанная на гипотезе о том, что она представляет собой макроскопическое проявление цепной реакции индуцированного β -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 представляется крайне интересным:

- 1) экспериментальная проверка предложенной теории;
- 2) построение микроскопической модели шаровой молнии;
- 3) поиск других радиоизотопов, отличных от $^{32}_{15}\text{P}$, интересных с точки зрения изучения процессов β -распада в связанное состояние;
- 4) поиск технологических приложений описанных процессов.

Список литературы

1. Селинов И.П. Изотопы, т.1, М: Наука, 1970, 623 с.
2. Bahcall J.N., Phys. Rev. **124**, 1961, p. 495.
3. Lai D., Narasappaya N., Zutshi P.K., Nucl. Phys., **3**, 1957, p.69.
4. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. Естествознание. Экономика. Управление: Сборник научных трудов, посвященный памяти А.И. Федосова, вып. **3**, т.1. Самара, 2002, с. 103.