

## Возможны ли низкоэнергетические ядерные реакции с точки зрения законов сохранения?

А.А. Рухадзе, Л.И. Уруцкоев, Д.В. Филиппов.

*В работе показано, что существование коллективных процессов низкоэнергетической трансформации ядер не противоречит известным фундаментальным законам сохранения.*

### 1. Введение. Влияние электронных оболочек на условия стабильности ядер

Несмотря на привычное представление о том, что ядерные процессы значительно отличаются от атомных по временному, пространственному и энергетическому масштабу, в физике известно много примеров тесной взаимосвязи ядерных и атомных явлений. Так, например, уже в 1951 г. был получен экспериментальный результат [1], где зарегистрировано изменение периода полураспада метастабильного  $^{99}\text{Tc}^m$  (6.01 ч.), вследствие деформации атомных электронных оболочек в различных химических соединениях ( $\text{KTcO}_4$  и металлический Tc). Отношение постоянной распада  $^{99}\text{Tc}^m$  в соединении  $\text{KTcO}_4$  к постоянной распада этого изотопа в металлическом Tc составило  $1.0030 \pm 0.0001$ . Эффект мал, но надежно зафиксирован.

В работах [2 – 5] строится теория  $\beta^-$ -распада в связанное состояние электрона (при котором  $\beta^-$ -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту). Обращается внимание [6] на то, что распад в связанное состояние дополнительно увеличивает фазовый объем конечных состояний и, следовательно увеличивает вероятность  $\beta^-$ -распада.  $\beta^-$ -распад в связанное состояние является процессом, противоположным К-захвату. Расчет отношения вероятностей  $\beta^-$ -распада в связанное и в свободное состояние аналогичен классическому расчету отношения вероятностей К-захвата к вероятности позитронного  $\beta^+$ -распада [7]. Постоянные распада в связанное и свободное состояние пропорциональны одинаковым ядерным матричным элементам и отличаются только фазовыми объемами электронно-нейтринных конечных состояний.

Аналогично тому, что роль К-захвата по отношению к позитронному  $\beta^+$ -распаду возрастает при уменьшении энергии перехода и увеличении заряда ядра, увеличение вероятности  $\beta^-$ -распада за счет  $\beta^-$ -распада в связанное состояние существенно именно для переходов с малыми энергиями и ядер с большими  $Z$ . Для большинства  $\beta^-$ -распадов тяжелых ядер имеется ряд возбужденных уровней дочернего ядра, на которые происходит переход ядра при  $\beta^-$ -распаде. Относительное изменение постоянной распада будет больше для переходов с меньшими энергиями  $E$ , то есть для переходов на более высокие (возбужденные) уровни дочернего ядра. В [4, 5] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей  $\beta^-$ -распада) в связанное  $\lambda_b$  и в свободное состояние  $\lambda_c$ . Для полностью ионизованных тяжелых атомов при  $\beta^-$ -распадах с малыми энергиями отношение  $\lambda_b/\lambda_c$  может достигать огромной величины  $10^3 \div 10^4$ . То есть наличие свободных электронных орбит может увеличить вероятности  $\beta^-$ -распада ядер в тысячи раз.

Теория  $\beta^-$ -распада в связанное состояние была экспериментально подтверждена в работах [8, 9]. Нейтральным атомом с минимальной энергией  $\beta^-$ -распада является  $^{187}\text{Re}$  (2.66 кэВ). В работе [9] был исследован процесс  $\beta^-$ -распада полностью ионизованного  $^{187}\text{Re}$ .

Особенность  $^{187}\text{Re}$  заключается в том, что для полностью ионизованного ядра при  $\beta$ -распаде в связанное состояние появляется возможность перехода на возбужденный уровень  $^{187}\text{Os}$  (9.75кэВ). Это приводит к существенному увеличению вероятности распада, так как в открывшемся канале  $\beta$ -распад происходит между ядерными состояниями, отличающимися спином на единицу ( $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ ), а  $\beta$ -распад в основное состояние имеет более высокую степень запрета ( $5/2^+ \rightarrow 1/2^-$ ). Полная ионизация уменьшила период полураспада в  $10^9$  раз ( $4.3 \cdot 10^{10}$  лет для нейтрального атома, 33 года для полностью ионизованного ядра).

В работах [2 – 6] рассматривается  $\beta$ -распад в связанные состояния на орбиты, освободившиеся в результате ионизации атома. Однако это не единственный способ освободить электронные орбиты. В работах [10, 11] Б.Б.Кадомцев обратил внимание на перестройку атомных электронов в сильном магнитном поле. В [10] показано, что у тяжелых атомов в сильном магнитном поле электроны не стремятся занимать нижние энергетические уровни. То есть атом возбуждается, а ближайшие к ядру электронные орбиты освобождаются для  $\beta$ -распада в связанные состояния. Можно предположить, что таким образом сильное магнитное поле может открывать каналы  $\beta$ -распада в связанные состояния, то есть может влиять на условия стабильности ядер.

## 2. Феноменологическая модель низкоэнергетической трансформации.

Выше мы показали, что возможно создание таких условий (например, наложение сильного магнитного поля), при которых искажение электронных оболочек приведет к значительному увеличению вероятности ядерных процессов, происходящих с участием слабых взаимодействий.

В связи с этим рассмотрим вопрос о том, является ли наблюдаемый в настоящий период природный изотопный состав окончательным и равновесным? Известно, что энергетически выгодно изменение изотопного состава элементов в сторону  $^{56}\text{Fe}$  как за счет реакций ядерного синтеза, так и за счет реакций деления, которые протекают в природе, сопровождаясь большими изменениями энергии.

Покажем, что в пределах малого (в ядерном масштабе) энергетического интервала возможно существование огромного количества состояний, которые крайне неравномерно заполнены в природе. Так как рассматриваемые ядерные состояния имеют практически равные (в пределах точности измерения) энергии, то реакции перехода из одного ядерного состояния в другое могут протекать резонансным образом, без какого либо значительного (в ядерном масштабе) выделения энергии, то есть без радиоактивности. Под радиоактивностью обычно понимают выделение энергии ядерного масштаба в виде излучения ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) или свободных нейтронов при снятии возбуждения ядерного уровня. При традиционных ядерных реакциях конечные ядра обычно рождаются в возбужденных состояниях, так как происходит столкновение ядер, обладающих большой энергией. Это приводит к радиоактивности, сопровождающей традиционные ядерные реакции. Мы рассматриваем нетрадиционные ядерные превращения между начальным и конечным состояниями, обладающими одинаковыми ядерными энергиями. Возможность таких ядерных превращений не противоречит известному способу описания ядерных реакций [12]. Обратим внимание на тщательно проверенный факт отсутствия остаточной радиоактивности и наблюдение трансформации ядер в экспериментах по электровзрыву проводников в жидкости [13]. Подчеркнем, что мы обсуждаем вопрос о

допустимости низкоэнергетических трансформаций с точки зрения законов сохранения, а не механизм таких превращений.

Рассмотрим гипотетические коллективные ядерные процессы трансформации с участием слабых взаимодействий, удовлетворяющие уравнению:

$$\sum_i \begin{smallmatrix} A_i \\ Z_i \end{smallmatrix} X_i \rightarrow \sum_j \begin{smallmatrix} A_j \\ Z_j \end{smallmatrix} Y_j + k e^- + k \bar{\nu}_e + Q, \quad (1)$$

где  $X_i$  и  $Y_j$  – ядра с соответствующими атомными весами  $A_i$  и зарядами  $Z_i$  (в единицах заряда электрона), частным случаем которых могут быть свободные нейтроны ( $A=1, Z=0$ ),  $k$  – количество электронов, задействованных в реакции;  $k$  может быть положительно (при  $\beta^-$ -распаде), отрицательно (при  $K$ -захвате), или равно нулю (в случае только сильных взаимодействий). Будем считать, что в общем случае среди ядер  $X_i$  (или  $Y_j$ ) могут быть повторяющиеся.

Определим множество  $\mathfrak{R}$  ядерных ансамблей  $\{X_i\}$ : элементом  $\mathfrak{R}$  является некоторый ансамбль ядер. В этом случае трансформация (1) представляет собой перемещение между двумя элементами множества  $\mathfrak{R}$ . Задача построения феноменологической модели такого процесса трансформации, без рассмотрения механизма этого процесса, сводится к следующей:

– во множестве  $\mathfrak{R}$  ансамблей ядер найти ансамбли  $\{Y_j\}$ , ближайšie к начальному  $\{X_i\}$  по полной энергии, при условии выполнения законов сохранения:

- барионного заряда (количество нуклонов);
- электрического заряда;
- лептонного заряда.

Сохранение лептонного заряда следует из предположения применимости уравнения (1). Напомним, что нейтрино уносят часть выделившейся энергии  $Q$ , однако масштаб энергии в рассматриваемом случае может быть значительно меньше, чем в обычных неколлективных реакциях за счет слабых взаимодействий – в гипотетическом коллективном процессе нейтрино может обладать любым малым импульсом. Первая попытка построения такой феноменологической модели трансформации ядер предпринята в [14].

Ансамбль ядер  $\{X_i\}$  будем описывать набором целых чисел  $\{a_i\} \equiv \vec{a}$ , где  $a_i$  – количество ядер  $X_i$  в ансамбле; вектором  $\vec{\delta}_i$  будем считать ансамбль, состоящий из одного ядра  $X_i$ . На множестве  $\mathfrak{R}$  определим норму:

$$\|\vec{a}\| \equiv \sum_i a_i A_i q_i, \quad (2)$$

где

$$q_i \equiv q(X_i) \equiv \Delta M({}_1^1\text{H}) - \frac{\Delta M(X_i)}{A_i} = \frac{\Phi_F(X_i)}{A_i} - \tilde{m}, \quad (3)$$

$\Phi_F = W + Z \cdot \tilde{m}$ ,  $W$  – энергия связи,  $Z$  – заряд ядра,  $\tilde{m} = m_n - m_p - m_e = 782.3 \text{ keV}$ .

Пользуясь данными по изотопам [15], несложно увидеть, что  $q(X) > 0$  для всех известных изотопов (в том числе и нестабильных), причем максимум  $q(X)$  достигается на  ${}^{56}\text{Fe}$ . Физический смысл введенной нормы заключается в том, что это есть необходимая энергия разложения атома на атомы водорода, то есть разложения ядра на составляющие его протоны и нейтроны с последующим превращением всех нейтронов в протоны:

$$X_i \rightarrow A_i \cdot {}^1_1\text{H} + (A_i - Z_i) \cdot e^- + (A_i - Z_i) \cdot \bar{\nu}_e - Q, \quad Q = \|\vec{\delta}_i\|. \quad (4)$$

Фактически за начало отсчета (ноль нормы (2)) выбран ансамбль, состоящий из атомов водорода.<sup>1</sup>

В такой постановке, задача моделирования процесса трансформации сводится к поиску ансамблей  $\{b_i\} \equiv \vec{b}$ , близких по норме (2) к начальному  $\{a_i\} \equiv \vec{a}$ , то есть:  $\|\vec{b}\| - \|\vec{a}\| < \varepsilon$ ,  $\varepsilon$  – мало. Несложно убедиться, что переход от ансамбля  $\vec{a}$  к ансамблю  $\vec{b}$  соответствует следующей трансформации вида (1):

$$\sum_i a_i \cdot {}^{A_i}_{Z_i} X_i \rightarrow \sum_i b_i \cdot {}^{A_i}_{Z_i} X_i + N_H \cdot {}^1_1\text{H} + k e^- + k \bar{\nu}_e + Q, \quad (5)$$

где

$$N_H = \sum_i (a_i - b_i) \cdot A_i \quad (6)$$

количество появившихся ( $N_H > 0$ ) или поглощенных ( $N_H < 0$ ) протонов,

$$k = \sum_i (a_i - b_i) \cdot (A_i - Z_i) \quad (7)$$

количество появившихся ( $k > 0$ ) или поглощенных ( $k < 0$ ) электронов,

$$Q = \sum_i (b_i - a_i) \cdot A_i \cdot q_i \quad (8)$$

выделяемая ( $Q > 0$ ) или поглощаемая ( $Q < 0$ ) энергия. Введение нормы (3) позволяет существенно упростить задачу подбора ансамблей ядер, поскольку, фактически, при подборе ансамбля  $\vec{b}$  можно не следить за сохранением электрического и барионного зарядов, так как эти законы сохранения всегда выполняются в трансформации (5) благодаря условиям (6) и (7).

Если предположить, что энергии связи и, следовательно, нормы  $Q_1 = \|\vec{\delta}_1\|$  и  $Q_2 = \|\vec{\delta}_2\|$  двух ядер  $X_1$  и  $X_2$  известны точно и являются рациональными числами, то отношение  $Q_1/Q_2$  представимо в виде отношения двух целых чисел  $N_2/N_1$ . Легко убедиться, что в этом случае два ансамбля  $N_1 \cdot X_1$  и  $N_2 \cdot X_2$  имеют *равные* энергии. То есть трансформация  $N_1 \cdot X_1 \rightarrow N_2 \cdot X_2 + \dots$  (5) может происходить без изменения энергии. Однако получаемые в этом случае коэффициенты (т.е. количество частиц в ансамбле) могут быть столь велики, что данная трансформация не будет представлять практического интереса. Предложенный пример иллюстрирует лишь теоретическую возможность нахождения ансамблей с очень близкими энергиями. Практически же численный подбор ансамблей ядер ограничен точностью измерения энергии связи ядер ( $\Delta Q \sim 1$  кэВ).

Учитывая огромные величины энергий связи ядра, дискретность и ограниченность таблицы Менделеева – априори совсем не очевидно, что возможно найти различные ядерные ансамбли с одинаковым общим числом нуклонов, отличающиеся по ядерной энергии на величины порядка химических энергий связи электронов. Но именно это удастся сделать.

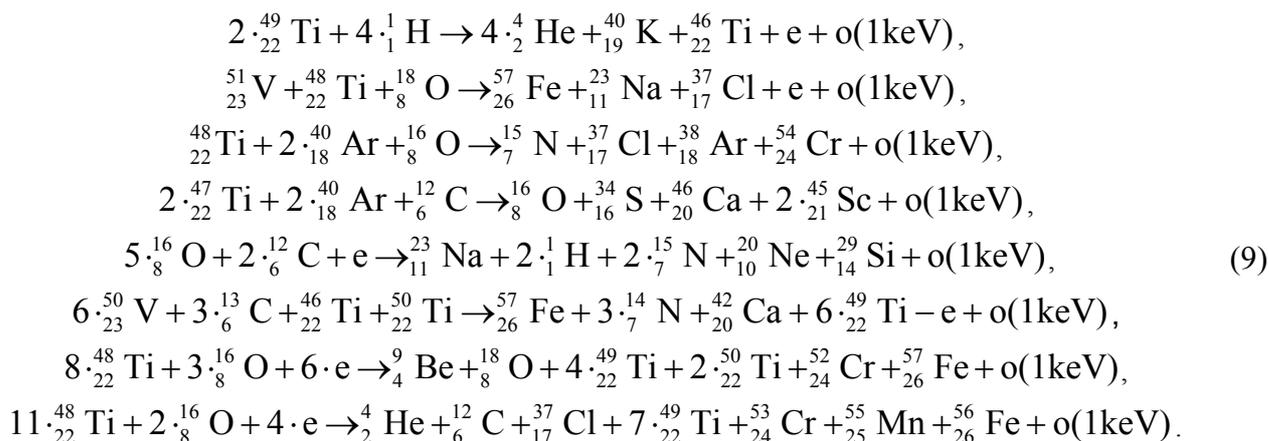
<sup>1</sup> При сравнении энергии связи  $W$  двух ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  (тритий) получаем, что энергия связи стабильного ядра  ${}^3\text{He}$  (7718 кэВ) меньше энергии связи нестабильного  ${}^3\text{H}$  (8482 кэВ). Это кажущееся противоречие (большая энергия связи должна соответствовать более устойчивому ядру) исчезает, если перейти к рассматриваемой норме (2):  $\|{}^3\text{He}\| = 6935.7 > \|{}^3\text{H}\| = 6917.1$ .

При построении модели трансформации, начальный ансамбль ядер (1) разбивается на группы – «кластеры», а поиск ближайших по энергии ансамблей (5) проводился для каждого «кластера» отдельно. Расчетная модель содержит ряд параметров:

- диапазон рассматриваемых изменений энергий в «кластере»;
- размер «кластера»;
- количество нуклонов, «переместившихся» между ядрами «кластера»;

Количество возможных способов, которыми можно «переконфигурировать» первоначальный «кластер», содержащий  $N$  нуклонов, составляет  $\sim 2^N$ , то есть является столь большим, что рассмотреть все комбинации не представляется возможным. По-видимому, разумно считать, что количество ядер в «кластере» ограничивается ближайшими геометрическими соседями, то есть не превышает 20. Этот подход позволяет существенно уменьшить количество возможных комбинаций при обработке. Итоговый результат расчета формируется усреднением всех возможных простейших трансформаций в «кластерах», с учетом статистического веса каждого «кластера», в соответствии с начальным распределением ядер. Результирующее распределение ядер показывает, какие ядра появились, а какие исчезли при трансформации.

Для определения параметров феноменологической модели, соответствующих экспериментальным данным, моделировались задачи трансформации титановой фольги в воде и глицерине в атмосфере аргона. В этом случае, например, среди ансамблей ядер с минимальными разностями энергий  $|Q| < 1$  кэВ, (т.е. изменения энергии меньше точности измерения энергии связи) были:



Обратим внимание на то, что при решении рассматриваемых задач обрабатывается большое количество комбинаций:  $10^5 \div 10^6$ , а приведенные выше примеры являются лишь *иллюстрациями*. Подчеркнем, что если рассматривать трансформации большого коллектива ядер и допустить взаимное превращение протонов и нейтронов, то удастся отыскать комбинации ядер с достаточно близкими энергиями – порядка химических энергий связи ( $\sim 100$  эВ/атом).

Было бы ошибкой рассматривать приведенные комбинации (9) как ядерные реакции, в которых происходит столкновение большого количества ядер. Эти примеры описывают переходы из одного состояния ядер в другое, причем механизм перехода пока не ясен. Можно лишь предположить, что происходит некоторый (возможно резонансный) переход благодаря влиянию какого-то нового вида взаимодействий.

Мы показали, что существуют ядерные ансамбли, состоящие из стабильных ядер, совпадающие по электрическому и барионному зарядам и имеющими очень близкие энергии. Следовательно, трансформация между этими ансамблями не будет противоречить известным

законам сохранения, и такая трансформация не будет сопровождаться радиоактивным излучением энергии. Мы не обсуждаем механизм трансформации, но заметим, что в условиях резонанса вероятность проникновения через потенциальный барьер не зависит от высоты и ширины барьера. Покажем это на примере одномерной модельной задачи.

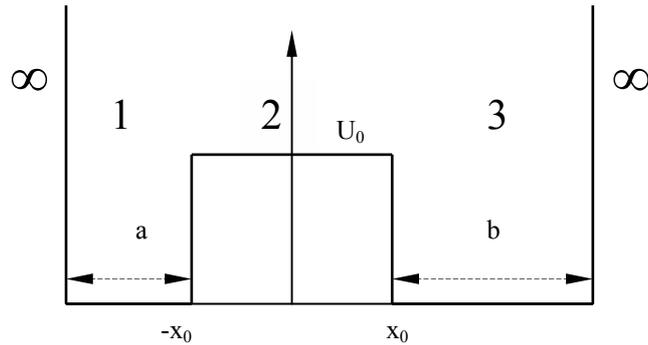


Рис.1 Потенциальная яма.

Рассмотрим решения одномерного уравнения Шредингера для частицы в глубокой потенциальной «яме», изображенной на рис.1:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\psi}(t, x) = \hat{H} \tilde{\psi} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x) \right] \tilde{\psi}, \quad (10)$$

где  $U(x)=\infty$  при  $[x < -x_0 - a]$  и  $[x > x_0 + b]$ ,  $U(x)=0$  при  $[-x_0 - a < x < -x_0]$  и  $[x_0 < x < x_0 + b]$ ,  $U(x)=U_0$  при  $[-x_0 < x < x_0]$ . Будем искать собственные решения  $\tilde{\psi}(t, x) = \exp(-iEt/\hbar) \cdot \psi(x)$  с энергией  $E < U_0$ , меньшей высоты «барьера». Аналогично классической задаче [16] в трех областях 1:  $[-x_0 - a, -x_0]$ , 2:  $[-x_0, x_0]$ , 3:  $[x_0, x_0 + b]$ , учитывая граничные условия  $\psi(-x_0 - a) = \psi(x_0 + b) = 0$  (так как  $U(-x_0 - a) = U(x_0 + b) = \infty$ ) ищем решения (10) в виде:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_0 \cdot \sin[k(x + x_0 + a)] \\ \psi_2 &= \psi_0 \cdot [B_- \exp(-\kappa x) - B_+ \exp(\kappa \cdot x)] \\ \psi_3 &= A \cdot \psi_0 \cdot \sin[k(x - x_0 - b)] \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad \kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}. \quad (12)$$

Будем рассматривать высокий «барьер»:  $\kappa x_0 \gg 1$ . Потребовав непрерывности функции  $\psi(x)$  и ее производной в точках  $\pm x_0$  получим четыре уравнения для неизвестных:  $A$ ,  $B_-$ ,  $B_+$  и  $E$  ( $\psi_0$  получим из условия нормировки). Решая полученную систему, приходим к уравнению для собственных значений  $E$ :

$$\frac{f-1}{f+1} \cdot \frac{g-1}{g+1} = \exp(-4 \cdot \kappa x_0), \quad (13)$$

где

$$f \equiv -\frac{k}{\kappa} \operatorname{ctg}(ka), \quad g \equiv -\frac{k}{\kappa} \operatorname{ctg}(kb), \quad (14)$$

и выражению для амплитуды  $A$ , которая характеризует проникновение частицы через барьер:

$$A = \frac{\pm \sqrt{k^2 + (\kappa \cdot g)^2}}{\sqrt{k^2 + (\kappa \cdot f)^2}} \cdot [\operatorname{ch}(2 \cdot \kappa x_0) - f \cdot \operatorname{sh}(2 \cdot \kappa x_0)], \quad (15)$$

$\operatorname{sh}$  и  $\operatorname{ch}$  – гиперболические синус и косинус.

Так как в правой части (13) стоит малая величина ( $kx_0 \gg 1$ ), то в том случае, когда  $\text{ctg}(ka) \neq \text{ctg}(kb)$  (т.е. отсутствуют условия резонанса), либо  $f \cong 1$  либо  $g \cong 1$  и, соответственно, амплитуда  $A$  (15) либо экспоненциально мала  $\sim \exp(-2kx_0)$  либо велика  $\sim \exp(2kx_0)$ . Фактически мы приходим к классической задаче проникновения частицы через «барьер» с расщеплением собственных уровней. Первый случай ( $f \cong 1$ ,  $g \neq 1$  и  $A \ll 1$ ) соответствует собственным уровням левой «ямы» (см.рис.1) и частица находится слева; второй случай ( $g \cong 1$ ,  $f \neq 1$  и  $A \gg 1$ ) соответствует собственным уровням правой «ямы» и частица находится справа.

Ситуация меняется в том случае, когда выполняется условие резонанса:  $ka = kb + \pi \cdot n$  ( $n$  – целое), т.е.  $g = f$ . В этом случае из (13 – 14)  $g = f = \text{cth}(kx_0)$  ( $\text{cth} = \text{ch}/\text{sh}$  – гиперболический котангенс). Из (15) получаем *точное* решение  $A = \pm 1$ , то есть частица равновероятно занимает обе «ямы» (знак зависит от соотношения фаз  $ka$  и  $kb$ ). Заметим, что условие резонанса зависит только от соотношения «ширин» левой и правой «ямы» и не зависит от ширины и высоты «барьера» между ними. От размеров «барьера» зависит допустимая ширина резонанса [17].

В рассмотренном случае резонанса имеет смысл постановка задачи о вероятности перехода из начального состояния в конечное, но вопрос о том, что представляет собой промежуточное состояние системы не всегда может быть корректно поставлен.

### 3. Заключение.

Естественно, необходимо провести тщательное исследование модели, сравнивая экспериментальные результаты с результатами моделирования при различных параметрах. Эта работа ведется, но первоначально нужно было найти проверяемый экспериментально качественный эффект, возникающий при численном моделировании.

Проведенное численное моделирование комбинаций показало, что при трансформации достаточного количества ванадия должно наблюдаться искажение изотопного соотношения железа в сторону увеличения изотопа  $^{57}\text{Fe}$ . Это является характерной отличительной чертой ванадия, причем вывод не зависел от параметров расчетов: количественное соотношение изотопов железа менялось, но всегда изотопа  $^{57}\text{Fe}$  появлялось значительно больше, чем в равновесном природном соотношении изотопов железа.<sup>2</sup> Рассматриваемая феноменологическая модель не может дать количественного результата содержания  $^{57}\text{Fe}$ , однако модель качественно дает увеличение  $^{57}\text{Fe}$  по отношению к природному составу (2.2%) именно за счет трансформации V. Проведенный эксперимент по электровзрыву титановой фольги в растворе солей ванадия ( $\text{VCl}_3$  и  $\text{NH}_4\text{VO}_3$ ) показал изотопный сдвиг Fe в сторону увеличения  $^{57}\text{Fe}$  (до  $3.7\% \pm 0.5\%$ ).

Основной вывод данной работы состоит в следующем: Хотя механизм процесса низкоэнергетической трансформации ядер пока не понят, возможность такого гипотетического коллективного процесса не противоречит фундаментальным законам сохранения.

Законченных теорий, описывающих процесс трансформации, не существует, но мы предполагаем, что существует некоторый «катализатор», который, объединяя ядра в кластер, создает условия резонанса и инициирует обмен нуклонами.

<sup>2</sup> Например, при рассмотрении трансформаций  $\text{V} + \text{H}_2\text{O}$  с изменениями энергий до 20 кэВ модель дает увеличение содержание изотопа  $^{57}\text{Fe}$  в составе получаемого Fe до 15%, тогда как природное содержание изотопа  $^{57}\text{Fe}$  составляет 2.2%. При учете трансформации Ti, процент полученного в результате трансформации  $^{57}\text{Fe}$  будет меньше 15%, так как при трансформации  $\text{Ti} + \text{H}_2\text{O}$  модель не дает искажения изотопного состава получаемого Fe.

**Литература.**

1. Bainbridge K.T., Goldhaber M. Influence of the chemical state on the lifetime of an isomer. Phys.Rev., 1951. v.84. №6. p. 1260.
2. Bahcall J.N. Theory of bound-state beta decay. Phys. Rev., 1961. v. 124. №2. p. 495.
3. Баткин И.С. К вопросу о  $\beta$ -распаде в связанные состояния. Известия АН СССР, сер. Физ., 1976. т. 40. №6. с. 1279.
4. Takahashi K., Yokoi K. Nuclear  $\beta$ -decays of highly ionized heavy atoms in stellar interiors. Nucl. Phys., 1983. v. A404. p. 578.
5. Takahashi K., Boyd R.N., Mathews G.J., Yokoi K. Bound-state beta decay of highly ionized atoms. Phys. Rev., 1987. v. C36. №4. p.1522.
6. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. Захват виртуальных позитронов ядрами сильноионизированных атомов, как новый вид естественной радиоактивности. – в сб. Естественное знание, экономика, управление. Самара, 2002. №3. с.103.
7. Престон М. Физика ядра. М.: Мир, 1964. с. 388 – 403.
8. Jung M., Bosch F., Beckert K, et al. First observation of bound-state  $\beta^-$  decay. Phys. Rev. Lett., 1992. v. 69. №15. p.2164.
9. Bosch F., Faestermann T., Friese J., et al. Observation of bound-state  $\beta^-$  decay of fully ionized  $^{187}\text{Re}$ :  $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$  cosmochronometry. Phys. Rev. Lett., 1996. v. 77. №26. p. 5190.
10. Кадомцев Б.Б. Тяжелый атом в сверхсильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1970. т.58. №5. с. 1765.
11. Кадомцев Б.Б., Кудрявцев В.С. Вещество в сверхсильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1972. т. 62. №1. с. 144.
12. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.:Изд.Иностранной Лит., 1960.
13. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформации химических элементов. Прикладная физика, 2000. №4. с.83.
14. Кузнецов В.Д., Мышынский Г.В., Жеменник В.И., Арбузов В.И. Материалы 8-й Российской Конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов. М.:НИЦ ФТП «Эрзион», 2001. с. 308.
15. Audi G., Wapstra A.H. The 1995 update to the atomic mass evaluation. Nucl. Phys., 1995. v. A595. №4. p. 409 – 480.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматлит, 2001, с.74-111.
17. Филиппов Д.В., Уруцкоев Л.И. Возможна ли алхимия в низкотемпературной плазме с точки зрения законов сохранения? Материалы 10-й Российской Конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии. М.:НИЦ ФТП «Эрзион», 2003, с. 84.