

## Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде

Ю. Л. Ратис

*Показано, что реакция слияния ядер в холодном водороде протекает благодаря образованию метастабильных атомов динейтрония, представляющих собой связанное состояние двух нейтронов и одного нейтрино. Дана оценка массы, размеров и времени жизни атомов динейтрония, образующихся в результате взаимодействия атомов дейтерия со свободными или квазисвободными электронами.*

PACS: 03.75.-b

*Ключевые слова:* слияние ядер, водород, метастабильный атом, реакция.

### Введение

Низкоэнергетические ядерные реакции (LENR, т. е. low energy nuclear reactions) — это такие ядер-

ные реакции, при которых трансмутация химических элементов протекает при сверхнизких энергиях и не сопровождается появлением жесткого ионизирующего излучения [1].

Под холодным ядерным синтезом [2] понимают реакцию слияния ядер изотопов водорода при температуре  $T_{cf} \lesssim 10^3$  К (*cf* — cold fusion), существенно меньшей, чем при термоядерных реакциях

---

**Ратис Юрий Леонидович**, зам. директора по науке.  
Институт энергетики специального назначения.  
Россия, 443071, г. Самара, Волжский пр., 33-87.  
Тел. (846) 242-24-71. E-mail: ratis@samtel.ru

*Статья поступила в редакцию 3 июля 2009 г.*

© Ратис Ю. Л., 2010

$T_{cf} \ll T_{in} \sim 10^8 - 10^9$  К ( $tn$  — thermonuclear). Существует расхожее мнение, что такие процессы строго запрещены законами ядерной физики, но это далеко не так.

В 1937 г. Л. У. Альварес открыл явление электронного захвата, относящееся к числу LENR-процессов. В 1957 г. в ядерном центре в Беркли научной группой под руководством Л. У. Альвареса было открыто явление  $\mu$ -каталитических реакций слияния ядер в холодном водороде [3]. Так что одним и тем же ученым были открыты "низкоэнергетическая трансмутация химических элементов" и "холодный ядерный синтез", за что он был удостоен Нобелевской премии по физике в 1968 г.\*

Продолжительное игнорирование мировым научным сообществом многократно экспериментально подтвержденного факта существования низкоэнергетических ядерных процессов является прискорбным заблуждением, основанным на:

отсутствии общепризнанного механизма экранировки электрического заряда дейтрона;

четком понимании того, что при тепловых энергиях дейтронов фактор проницаемости кулоновского барьера невообразимо мал ( $P \sim 1^{-2730}$ ).

В работе [1] был предложен новый механизм протекания реакций холодного ядерного синтеза (ХЯС), который не противоречит известным законам физики. Этот механизм основан на обнаруженном в прямом ускорительном эксперименте явлении образования нейтроноподобных частиц с большим значением избыточной внутренней энергии [4]. В работе [1] эти частицы были интерпретированы как связанные состояния двух нейтронов и одного нейтрино.

Физические законы не накладывают принципиальных теоретических запретов на существования метастабильного связанного состояния двух нейтронов и нейтрино, так как нейтрино имеет отличную от нуля массу покоя [5].

Взаимодействуя с кварками, входящими в состав нуклона, нейтрино на некоторое время задерживается внутри нуклона. Эта задержка обусловлена тем, что эффективный потенциал  $N_\nu$ -взаимодействия, обусловленный обменом  $W$ -бозоном (рис. 1), является короткодействующим, но очень глубоким. Его глубина слишком мала для того, чтобы бесконечно долго удерживать антинейтрино, протон и электрон в связанном состоянии в

виде нейтрона, но достаточно велика для того, чтобы протон можно было рассматривать как стабильное связанное состояние трех частиц: позитрона, нейтрона и нейтрино.

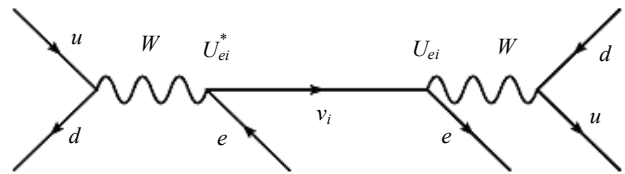


Рис. 1. Типичная диаграмма электрослабого процесса, на который влияют осцилляции нейтрино [6, 7]

Хорошо известно, что трехтельные эффекты зачастую приводят к образованию связанных состояний частиц, парные потенциалы взаимодействия которых недостаточно глубоки для образования двухчастичных связанных состояний.

Следует отметить, что продолжительная задержка нейтрино внутри ядра является, в том числе, и экзотическим проявлением эффекта Михеева—Смирнова—Вольфенштейна (МСВ) в области низких энергий [8]. Поясним это утверждение более подробно.

Если энергия налетающего электрона является резонансной в том смысле, что при ней приблизительно равны перенормированные массы всех трех типов нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) внутри захватившего электрон нуклона, то образовавшееся на первой стадии электрослабого процесса (две левые вершины диаграммы на рис. 1) экзотическое ядро не может распасться до тех пор, пока не завершится осцилляция. Метастабильность такого экзотического ядра обусловлена тем, что его распад с испусканием мюона или  $\tau$ -лептона строго запрещен законом сохранения энергии. Канал распада  $D_\nu \rightarrow 2n + \nu_e$  также закрыт в рассматриваемой области энергий. Поэтому о потенциалах, удерживающих нейтрино в связанном состоянии внутри ядра или нуклона, можно говорить, если речь идет только о феноменологическом описании наблюдаемого эффекта.

С этих позиций мы и рассмотрим гипотетический экзотический атом (экзотическое ядро) динейтрония, который представляет собой метастабильное связанное состояние двух нейтронов и одного нейтрино в указанном выше смысле.

Цель настоящей работы — оценка массы, размера и времени жизни атомов динейтрония, которые образуются при столкновении атомов дейтерия со свободными (квазисвободными, если процесс происходит в твердом теле) электронами, и отвечают за наблюдаемые ядерные превращения в конденсированных средах при низких энергиях.

\* Нобелевская премия присуждается ученым за выдающиеся научные результаты. Л. У. Альварес получил своего "Нобеля" за создание пузырьковой камеры. Но то, что за Л. У. Альваресом числятся также другие, не менее выдающиеся результаты, конечно же, принималось во внимание Нобелевским комитетом.

**Основной формализм**

Запишем гамильтониан слабого взаимодействия в виде

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int J^{\lambda+}(\vec{r}) \cdot G^c(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_\lambda(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}', \quad (1)$$

где  $G$  — константа связи универсального слабого взаимодействия Ферми;

$J_\lambda(\vec{r}')$  — полный слабый ток;

$G^c(\vec{r}, \vec{r}')$  — пропагатор.

Введем обозначения [9]

$$\begin{cases} J^{\lambda+} = (J_\lambda)^+, & \lambda = 1, 2, 3 \\ J^{4+} = -(J_4)^+ \end{cases}$$

аналогично для других четырехвекторных операторов.

В общепринятой стандартной модели слабое взаимодействие обусловлено обменом  $W$ -бозоном, имеющим массу  $\sim 90$  ГэВ. Поэтому при рассмотрении низкоэнергетических процессов мы можем считать его массу бесконечной. В соответствии с этим полагаем, что взаимодействие является локальным, т. е. компоненты слабого тока в гамильтониане (1) должны взаимодействовать в одной и той же точке пространства ( $G^c(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$ ) и, следовательно,

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int J^{\lambda+}(\vec{r}) \cdot J_\lambda(\vec{r}) d\vec{r}.$$

Общий вид выражения для слабого тока определяется требованием релятивистской инвариантности теории. Например,  $\beta$ -распаду нейтрона соответствует гамильтониан [9]

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int \left[ \bar{\psi}_n(\vec{r}) \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) \psi_p(\vec{r}) \right]^+ \times \left[ \bar{\psi}_e(\vec{r}) \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}(\vec{r}) \right] d\vec{r}.$$

Для описания слабых процессов в ядерной физике необходим гамильтониан  $h'(\vec{r})$ , в котором состояния нуклонов описываются нерелятивистскими волновыми функциями (ВФ). Вид гамильтониана  $h'(\vec{r})$  установлен в ранних работах Ферми, Гамова и Теллера и имеет вид [9]

$$h'(\vec{r}, t) = \frac{G}{\sqrt{2}} \times \left\{ i\beta [f_1 \gamma_\lambda + f_2 \sigma_{\lambda\rho} k_\rho + (g_1 \gamma_\lambda + i g_2 k_\lambda) \gamma_5] \right\}^+ \times j^\lambda(\vec{r}, t) + h.c. \quad (2)$$

Здесь  $j^\lambda(\vec{r}, t)$  — лептонный ток, выражающийся через ВФ лептонов:

$$j^\lambda(\vec{r}, t) = \left[ i \bar{\psi}_l(\vec{r}) \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_l}(\vec{r}) \right] \times \exp\left( -\frac{i}{\hbar} (E_{\nu_l} - E_l) t \right), \quad (3)$$

где  $E$  — энергия соответствующих частиц и отрицательная энергия для античастиц;

$f_1, f_2, g_1, g_2$  — формфакторы.

В работах по ядерным  $\beta$ -процессам\* ВФ для свободных лептонов в выражении (3) обычно выбирают в виде плоских волн с импульсом  $\vec{p}_l$ . В этом случае ток лептонов (3) имеет вид

$$j_\lambda(\vec{r}, t) = L^{-3} b_\lambda \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \cdot \exp\left( -\frac{i}{\hbar} (E_\nu - E_e) t \right),$$

где  $\vec{k} = \vec{\nu} - \vec{e}$  — волновой вектор импульса, переданного лептонами ( $\vec{\nu}$  — волновой вектор нейтрино,  $\vec{e}$  — волновой вектор электрона);

$L^3$  — нормировочный объем,

$$b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) = i (\bar{u}_e(\underline{m}_e) \gamma_\lambda w_\nu(\underline{m}_\nu)),$$

а

$$w_\nu(\underline{m}_\nu) = (1 + \gamma_5) u_\nu(\underline{m}_\nu),$$

причем в используемом нами представлении спинор  $w_\nu$  имеет вид

$$w_\nu(\underline{m}_\nu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot (1 - (\vec{\sigma} \cdot \underline{v}^c)) \cdot \chi_{1/2}(\underline{m}_\nu),$$

где  $\underline{m}_\nu = \pm 1/2$  — проекция спина нейтрино ( $\pm$  соответствует спину "вверх" и "вниз").

Время жизни динейтрония определяется разрешенными переходами. Поэтому в (2) мы отбросим малые члены порядка  $\hbar k / (Mc)$ ,  $p / Mc$  и  $kR$  и получим нерелятивистский предел гамильтониана слабого взаимодействия в пространстве нуклонов в приближении плоских волн [9]

$$h'(\vec{r}) = \frac{G}{\sqrt{2} \cdot L^3} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \times \sum_{j=1}^A \left[ i f_1 \cdot b_4 - g_1 (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right]_j \cdot (\tau_+)_j \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) + \dots \quad (4)$$

\* В реакциях электронного захвата,  $\beta$ -распада в связанном состоянии и в мезоатомах заряженный лептон находится в связанном состоянии, и его ВФ принадлежит дискретному спектру.

В гамильтониане (4) суммирование производится по всем нуклонам, дающим вклад в соответствующий слабый процесс, а повышающий и понижающий изоспиновые операторы выражаются через стандартные матрицы Паули  $\tau_1$  и  $\tau_2$  ( $\tau_{+1}$ ,  $\tau_{-1}$ ) [10]

$$\begin{cases} \tau_+ = (\tau_1 + i\tau_2)/2 = -\tau_{+1}/\sqrt{2} \\ \tau_- = (\tau_1 - i\tau_2)/2 = \tau_{-1}/\sqrt{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tau_+ |p\rangle = 0; \tau_+ |n\rangle = |p\rangle \\ \tau_- |n\rangle = 0; \tau_- |p\rangle = |n\rangle \end{cases} \quad (5)$$

Гамильтониан (4) используем в качестве отправной точки для рассмотрения ядерных операторов  $\beta$ -процессов с участием динейтрона. Во-первых, учтем, что масса покоя динейтрона меньше, чем удвоенная масса нейтрона. Поэтому нейтрино в атоме динейтрона находится в связанном состоянии, и гамильтониан (5) принимает вид

$$h(\vec{r}) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2} \cdot L^{3/2}} \psi_v(\vec{r}_c) \cdot e^{-i\vec{e} \cdot \vec{r}} \times \left\{ \sum_{i=1}^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \left[ ib_4 - \lambda \cdot (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}^{(i)}) \right] \tau_+^{(i)} \right\} + h.c., \quad (6)$$

где  $\psi_v(\vec{r}_c)$  — пространственная часть ВФ нейтрино;

$$G_\beta = f_1 \cdot G;$$

индекс "с" означает, что радиус-вектор нейтрино отсчитывается от центра масс динейтрона, так как гамильтониан  $h(\vec{r})$  должен быть трансляционно-инвариантным.

Согласно "золотому правилу Ферми", вероятность перехода в единицу времени в непрерывном спектре в общепринятых обозначениях [11] равна

$$dw_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \delta(E_f - E_i) \cdot \left| \langle f | V | i \rangle \right|^2 dn_f.$$

Следовательно, вероятность распада связанного состояния двух нейтронов и нейтрино на дейтрон и электрон  $D_v \rightarrow d + e^-$  в единицу времени равна

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{L^3 d\vec{p}_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{L^3 d\vec{p}_d}{(2\pi\hbar)^3} \delta(E_i - E_f) \times \left\langle \left| \int \langle d | h'(\vec{r}') | D_v^{(N)} \rangle d\vec{r}' \right|^2 \right\rangle, \quad (7)$$

где ВФ  $|D_v^{(N)}\rangle$  и  $\langle d|$  зависят от координат, спинов и изоспинов нуклонов, а матричные элементы перехода  $D_v \rightarrow d + e^-$  в пространстве лептонов уже включены в гамильтониан  $h'(\vec{r})$  по способу его построения.

$\langle \dots \rangle$  — усреднение по проекциям спинов всех частиц в начальном состоянии и суммирование по ним в конечном состоянии.

В случае  $\beta$ -распада динейтрона ВФ начально-го и конечного состояний имеют вид\*:

$$\begin{cases} |D_v^{(N)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{L^3}} e^{i\vec{k}_{D_v} \cdot \vec{R}_{D_v}} \psi_{2n}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \chi_{00}(\vec{S}) \chi_{1-1}(\vec{T}) \\ |d\rangle = \frac{1}{\sqrt{L^3}} e^{i\vec{k}_d \cdot \vec{R}_d} \psi_d(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \chi_{1m_d}(\vec{S}) \chi_{00}(\vec{T}) \end{cases}$$

Рассмотрим матричный элемент (МЭ)

$$\begin{aligned} & \int \langle d | h'(\vec{r}') | D_v^{(N)} \rangle d\vec{r}' = \\ & = \frac{1}{L^3} \int d\vec{r}' d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 e^{i(\vec{k}_{D_v} \cdot \vec{R}_{D_v} - \vec{k}_d \cdot \vec{R}_d)} \psi_d^*(\vec{r}') \psi_{2n}(\vec{r}') \times \\ & \times \langle \chi_{1m_d}^+(\vec{S}) \chi_{00}^+(\vec{T}) | h'(\vec{r}') | \chi_{00}(\vec{S}) \chi_{1-1}(\vec{T}) \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\vec{r}' = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ .

Поскольку "ядерная" спиновая ВФ динейтрона соответствует спину  $J_i = 0$ , а дейтрон имеет полный момент  $J_f = 1$ , постольку мы имеем дело с чистым Гамов-Теллеровским переходом. В соответствии с этим при подстановке гамильтониана (6) в МЭ (8) следует удерживать только Гамов-Теллеровский член:

$$\begin{aligned} h'_{GT}(\vec{r}) & = \frac{-\lambda \cdot G_\beta}{\sqrt{2} \cdot L^{3/2}} \psi_v(\vec{r}_c) \cdot e^{-i\vec{e} \cdot \vec{r}} \times \\ & \times \left\{ \sum_{i=1}^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \cdot (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}^{(i)}) \cdot \tau_+^{(i)} \right\} + h.c. \end{aligned} \quad (9)$$

Без ограничения общности рассмотрим распад динейтрона в системе его покоя. В этом случае  $k_{D_v} = 0$ , и выражение (9) принимает вид (детали расчета см. в Приложении):

$$\begin{aligned} & \int \langle d | h'(\vec{r}') | D_v^{(N)} \rangle d\vec{r}' = \frac{\lambda \cdot G_\beta \sqrt{3}}{2L^{9/2}} C_{1-\underline{m}_d}^{1/2 \underline{m}_e} C_{1/2 \underline{m}_v} \times \\ & \times \int d\vec{R} d\vec{r} e^{-i\vec{k}_d \cdot \vec{R}} \psi_d^*(\vec{r}) \psi_{2n}(\vec{r}) \sum_{i=1}^2 \psi_v(\vec{r}_i - \vec{R}) \cdot e^{-i\vec{e} \cdot \vec{r}_i}. \end{aligned} \quad (10)$$

Введем формфактор

$$\begin{aligned} f_{\text{overlap}}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}(|\vec{e}|) & = \\ & = \int \cos(\vec{e} \cdot \vec{r} / 2) \psi_d^*(\vec{r}) \psi_v(\vec{r} / 2) \psi_{2n}(\vec{r}) d\vec{r} \equiv \\ & \equiv \left( V_{\text{eff}}^{D_v} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где величина  $V_{\text{eff}}^{D_v}$  имеет смысл эффективного объема экзотического атома динейтрона. Тогда

\* Здесь и далее используются обозначения, описанные в работе [1].

выражение (10) можно представить в чрезвычайно компактной форме:

$$\begin{aligned} & \int \langle d | h'(\vec{r}') | D_v^{(N)} \rangle d\vec{r}' = \\ & = \frac{\lambda \cdot G_\beta \sqrt{2}}{L^{9/2}} (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_d + \vec{e}) \times \\ & \times f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}(|\vec{e}|) (-1)^{1/2+m_v} C_{1/2-m_e, 1/2m_v}^{1m_d} \end{aligned}$$

Преобразуем выражение (7) к виду, пригодному для численных расчетов.

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \frac{2\pi}{\hbar} \times \int \frac{d\vec{p}_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \delta(E_i - E_f) \cdot 3 \cdot \left| \lambda G_\beta f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}(|\vec{e}|) \right|^2.$$

Рассмотрим интеграл

$$\begin{aligned} I_{D_v \rightarrow d+e^-}^{ph}(p_e) &= \int d\vec{p}_e \cdot \delta(E_i - E_f) = \\ &= 4\pi \int dp_e p_e^2 \delta(E_{D_v} - E_d - E_e). \end{aligned}$$

В рассматриваемом случае все частицы являются нерелятивистскими. В соответствии с этим

$$\begin{cases} E_{D_v} = m_{D_v} c^2 + \frac{p_{D_v}^2}{2m_{D_v}} \\ E_d = m_d c^2 + \frac{p_e^2}{2m_d} \\ E_e = m_e c^2 + \frac{p_e^2}{2m_e} \end{cases} \quad (12)$$

поэтому интеграл (12) с точностью до малых поправок на энергию ядра отдачи равен

$$I_{D_v \rightarrow d+e^-}^{ph}(p_e) \approx 4\pi p_e m_e,$$

где

$$p_e = \sqrt{2m_e(m_{D_v} c^2 - m_d c^2 - m_e c^2)}. \quad (13)$$

Здесь мы воспользовались тем, что распад динейтрона происходит в его собственной системе отсчета, и в соответствии с этим  $\vec{p}_{D_v} = 0$ .

Обозначим через  $U_{D_v}$  избыточную внутреннюю энергию атома динейтрона

$$U_{D_v} = m_{D_v} c^2 - m_d c^2 - m_e c^2,$$

тогда соотношение (13) приобретает чрезвычайно простой и ясный физический смысл

$$p_e = \sqrt{2m_e U_{D_v}},$$

и выражение для скорости распада атома динейтрона принимает вид

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \frac{3}{\pi \hbar^4} \cdot m_e \cdot \sqrt{2m_e U_{D_v}} \cdot \left| \lambda G_\beta f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}(|\vec{e}|) \right|^2.$$

В рассматриваемой области энергий импульсной зависимостью формфактора (11) можно пренебречь. Поэтому с высокой степенью точности можно считать, что

$$\begin{aligned} f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}} &= \\ &= \int \psi_d^*(\vec{r}) \psi_v(\vec{r}/2) \psi_{2n}(\vec{r}) d\vec{r} \equiv \left( V_{eff}^{D_v} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (14)$$

В этих обозначениях

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \frac{3|\lambda|^2 \cdot |G_\beta|^2}{\pi \hbar^4 V_{eff}^{D_v}} \cdot m_e \cdot \sqrt{2m_e U_{D_v}}.$$

Если отвлечься от кулоновских поправок, связанных с затягиванием волновой функции  $\beta$ -электрона во внутреннюю область дочернего ядра, то для вычисления вероятности распада динейтрона в единицу времени нам необходимо найти величину  $f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}$ , квадрат модуля которой есть обратная величина от эффективного объема атома динейтрона  $V_{eff}^{D_v}$ .

Интеграл перекрытия  $f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}}$  определяется формулой (14). Для оценок примем, что связанные частицы, участвующие в реакции  $D_v \rightarrow d + e^-$ , имеют орбитальный момент, равный нулю, и их волновые функции в очевидных обозначениях имеют вид:

$$\begin{aligned} \psi_d(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_d(r)}{r}; \quad \psi_{2n}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_{2n}(r)}{r}; \\ \psi_v(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_v(r)}{r}. \end{aligned} \quad (15)$$

Из трех подынтегральных функций в (15) известна только внутренняя радиальная ВФ дейтрона. В расчетах вероятностей различных процессов с участием дейтронов чаще всего используют радиальную волновую функцию Хюльтена

$$\chi_d(r) = A_d \exp(-\alpha_d r) [1 - \exp(-\mu r)], \quad (16)$$

где нормировочная константа  $A_d$  равна

$$A_d = [2\alpha_d(\alpha_d + \mu)(2\alpha_d + \mu)]^{1/2} \mu^{-1},$$

являющаяся решением радиального уравнения Шредингера для потенциала Хюльтена, причем  $\alpha_d = \sqrt{m_N |E| / \hbar} \approx 0,232 \text{ fm}^{-1}$ ,  $\mu \approx 1,1 \text{ fm}^{-1}$  [12].

Предположим, что радиальная ВФ динейтрона  $\chi_{2n}(r)$  является дейтроноподобной, и имеет вид

$$\chi_{2n}(r) = A_{2n} \exp(-\alpha_{2n}r) [1 - \exp(-\mu r)], \quad (17)$$

причем нормировочная константа  $A_{2n}$  равна

$$A_{2n} = [2\alpha_{2n}(\alpha_{2n} + \mu)(2\alpha_{2n} + \mu)]^{1/2} \mu^{-1}.$$

С помощью параметра  $\mu$  учитывается наличие "кора нуклона", поэтому нет оснований для того, чтобы при оценках величин принимать во внимание отличие этого параметра для дейтрона и динейтрона.

Наконец, для простоты положим

$$\chi_v(r) = A_v \exp(-2kr), \quad (18)$$

где  $A_v = (4\kappa)^{1/2}$ .

Учитывая все вышесказанное, представим (18) в виде

$$f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}} = \frac{2}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \frac{\chi_d(r) \chi_v(r/2) \chi_{2n}(r)}{r} dr. \quad (19)$$

Для ВФ (16)—(18) интеграл перекрытия (19) вычисляется аналитически

$$f_{overlap}^{d \leftrightarrow D_v^{(N)}} = \frac{A_{2n} A_d A_v}{\sqrt{\pi}} \ln \left( \frac{(\alpha_{2n}^{(v)})^2}{(\alpha_{2n}^{(v)})^2 - \mu^2} \right).$$

где  $\alpha_{2n}^{(v)} = \kappa + \alpha_d + \alpha_{2n} + \mu$ .

Явление образования динейтрона относится к субатомным процессам. Поэтому из-за иерархии масштабов времени протекания реакций (нуклон гораздо инертнее, чем электрон или нейтрино) вероятнее всего выполняется приближенное равенство  $\chi_d(r) \approx \chi_{2n}(r)$ , т. е. размеры дейтрона и динейтрона равны по порядку величины ( $\alpha_{2n} \sim \alpha_d$ ).

Оценим величину объема  $V_{eff}^{D_v}$  в грубом приближении  $\alpha_{2n} = \alpha_d$ . Распадающийся атом динейтрона образовался в результате захвата электрона из непрерывного спектра протоном, входившим в состав исходного дейтрона. Поэтому естественно предположить, что он "размазан" по превратившемуся в динейтроний "дейтроноу-захватчику". Из этого предположения немедленно вытекает оценка  $\kappa = \alpha_{2n} = 0,232 \text{ fm}^{-1}$ . В этом приближении величина  $V_{eff}^{D_v} \approx 20 \text{ fm}^3$ .

В полученные выражения необходимо ввести стандартные кулоновские поправки:

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \frac{3|\lambda|^2 \cdot |G_\beta|^2}{\pi \hbar^4 V_{eff}^{D_v}} \cdot m_e \cdot p_e \cdot F(\eta). \quad (20)$$

Функция Ферми  $F(\eta)$  учитывает увеличение вероятности распада за счет обусловленного электростатическим взаимодействием возрастания волновой функции электрона у ядра. В приближении точечного дейтрона она равна [13]:

$$F(\eta) \approx \pi \eta \cdot \exp(\pi \eta) \text{sh}^{-1}(\pi \eta).$$

В выражении (20) следовало бы учесть, что все приведенные выше расчеты проводились в предположении, что нейтрино внутри динейтрона находится в состоянии  $|v_e\rangle$ . Корректный учет эффекта МСВ может привести к уменьшению оценки (20) в 2—3 раза в зависимости от того, два или три типа нейтрино принимают участие в осцилляциях [8]:

$$w_{D_v \rightarrow d+e^-} = \langle |\langle v | v_e \rangle|^2 \rangle \cdot \frac{3|\lambda|^2 \cdot |G_\beta|^2}{\pi \hbar^4 V_{eff}^{D_v}} \cdot m_e \cdot p_e \cdot F(\eta), \quad (21)$$

где  $\langle |\langle v | v_e \rangle|^2 \rangle$  — вероятность пребывания нейтрино внутри динейтрона в состоянии  $|v_e\rangle$ .

В мировой научной печати отсутствуют публикации, посвященные МСВ-эффекту для нейтрино, находящихся в связанном состоянии. Поэтому в табл. 1 представлены результаты расчетов величин  $w^0$  и  $w^c$ , а также время жизни динейтрона  $\tau_{D_v}^c = \frac{1}{w_{D_v \rightarrow d+e^-}^c}$  в приближении (21) для

$V_{eff}^{D_v} = 20 \text{ fm}^3$  в предположении, что  $\langle v | v_e \rangle = 1$ .

Таблица 1

Зависимость скорости распада и времени жизни атома динейтрона от энергии  $\beta$ -электрона

$T_e, \text{ эВ}$	$w_{D_v \rightarrow d+e^-}^0$	$w_{D_v \rightarrow d+e^-}^c$	$\tau_{D_v}^c$
0,1	16,5	$1,1 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
1,0	$4,8 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
10	$1,5 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
$10^2$	$4,8 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^{-4}$
$10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^{-4}$

Как видно из табл. 1, в области низких энергий кулоновское взаимодействие может почти на два порядка увеличивать вероятность распада динейтрония в единицу времени. При энергиях  $T_e > 1$  кэВ кулоновские эффекты становятся несущественными.

На рис. 2 представлены результаты расчетов для атома динейтрония, имеющего эффективный объем  $V_{eff}^{D_2} = 20 \text{ fm}^3$  с учетом МСВ-эффекта в предположении, что средняя вероятность пребывания нейтрино внутри динейтрония в состоянии  $|v_e\rangle$  равна  $1/3$ .

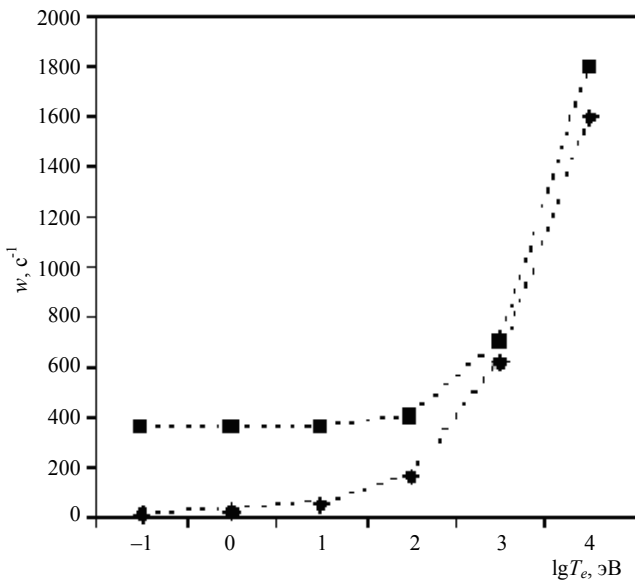


Рис. 2. Зависимость скорости распада атома динейтрония от энергии  $\beta$ -электрона:  $\blacklozenge$  — без учета кулоновских поправок;  $\blacksquare$  — с учетом кулоновских поправок

Из рис. 2 видно, что влияние кулоновского притяжения  $\beta$ -электрона к дочернему дейтрону приводит к почти полному исчезновению зависимости  $w$  от энергии при  $T_e \leq 1$  кэВ. Поэтому если атом динейтрония образовался, то живет он достаточно долго. В настоящий момент энергетический порог его рождения оценивается в  $10\text{--}15$  эВ, т. е. он намного ниже порога термоядерных реакций  $T_{resh} \ll T_m \sim 10$  кэВ.

Исследуем зависимость времени жизни экзотического атома динейтрония от его размеров. Эту зависимость необходимо учитывать, поскольку триплетная длина нейтрон-нейтронного рассеяния намного превышает эффективный радиус дейтрона  $r_d$ . В табл. 2 приведены результаты расчетов зависимости величин  $w_{D_2 \rightarrow d+e^-}^c$  и  $\tau_{D_2}^c$  от отношения  $\alpha_d / \alpha_{2n}$  для  $T_e = 10$  эВ в приближении  $\kappa = \alpha_{2n}$ .

Таблица 2

Зависимость скорости распада атомов динейтрония от отношения параметров  $\alpha_d / \alpha_{2n}$

$\alpha_d / \alpha_{2n}$	$w_{D_2 \rightarrow d+e^-}^c$	$\tau_{D_2}^c$
1	$1,1 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
10	$3,1 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
$10^2$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	2,7

Из табл. 2 видно, что если бы размеры атома динейтрония были того же порядка, что и у мезоатома дейтерия, то его время жизни составляло бы почти 3 с. В этой связи особый интерес представляет эксперимент коллаборации GSI [6]. В этом эксперименте наблюдались осцилляции скорости захвата электронов водородоподобными ионами  $^{140}_{59}\text{Pr}$  и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  (рис. 3).

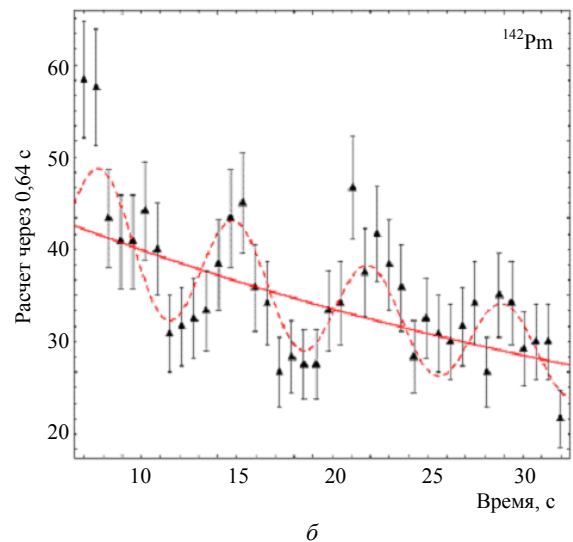
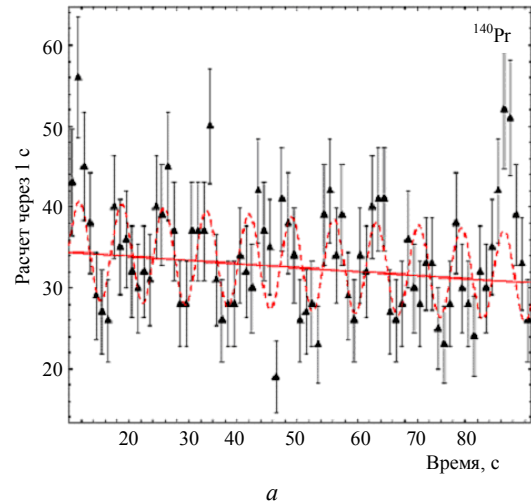


Рис. 3. Скорость реакции захвата электронов водородоподобными тяжелыми ионами  $^{140}_{59}\text{Pr}$  (а) и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  (б) как функция времени с момента инжекции ионов в ускорительно-накопительное кольцо [6]: а — через 1 с; б — через 0,64 с: — —  $N_0 \lambda_{ECE} e^{-\lambda t}$ ; - - - —  $N_0 \lambda_{ECE} e^{-\lambda t} [1 + \alpha \cos(\omega t + \phi)]$

В работе [7] представлен обзор многочисленных безуспешных попыток объяснить наблюдаемые осцилляции эффектом смешивания нейтрино (см. рис. 1) и показано, что если эффект действительно существует, то он объясняется гипотетическими внутренними возбуждениями материнских ионов ( $\sim 10^{-15}$  эВ).

Для корректной трактовки результатов работы [6] и их теоретического объяснения в работе [7] следует отметить, что на ускорителе коллаборации GSI в Дармштадте можно создавать и в течение длительного времени хранить в экспериментальном накопительном кольце моноизотопные пучки тяжелых многозарядных ионов. В работе [6] с помощью времяпролетного масс-спектрометра Шоттки измерялась скорость захвата электронов тяжелыми водородоподобными ионами  $^{140}_{59}\text{Pr}$  и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  как функция времени с момента инъекции пучка многозарядных ионов в накопительное кольцо. Прецизионное измерение времени жизни ионов  $^{140}_{59}\text{Pr}$  и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  привело к открытию отклонения закона электронного захвата от экспоненциального.

Из рис. 3 видно, что на обычный экспоненциальный закон убывания числа ионов Pr и Pm за счет реакции электронного захвата накладываются синусоидальные колебания с периодом примерно  $T \sim 7$  с. Систематическая погрешность эксперимента [6] мала. Для ее уменьшения осуществлялся квазинепрерывный контроль ионов. Случайные флуктуации, которые в принципе могли бы имитировать наблюдаемый эффект, исключены с доверительной вероятностью 99 % [6].

Если предположить, что внутренние возбуждения материнских ионов  $^{140}_{59}\text{Pr}$  и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  представляют собой экзотические метастабильные состояния типа динейтрония, то эффект нарушения экспоненциального закона электронного захвата, описанный в работе [6], находит естественное объяснение. Методика выполненного в работе [6] эксперимента такова, что масс-спектрометр Шоттки попросту "не видит" нейтринных атомов. В то же время рождение и распад экзотических нейтринных атомов сопровождаются изменением скорости счета. В результате наблюдаются осцилляции скорости электронного захвата тяжелыми водородоподобными ионами празеодима и прометия.

Линейные размеры ядер  $^{140}_{59}\text{Pr}$  и  $^{142}_{61}\text{Pm}$  в несколько раз больше размеров дейтрона, поэтому можно предположить, что при уменьшении размеров нейтринных атомов этих элементов до размеров дейтрона время их жизни "сократилось" бы из-за перенормировки в 30—100 раз. Кроме эффекта объема ядра при сопоставлении теории с экспери-

ментом, необходимо учитывать существенное различие волновых функций Кулона дискретного и непрерывного спектров. Затягивание волновой функции электрона непрерывного спектра внутри дейтрона приводит к увеличению вероятности  $e$ -захвата примерно в 20—40 раз при энергиях  $T_e \sim 1$  эВ. Для кулоновских волновых функций дискретного спектра эффект усиления существенно меньше. Поэтому при перерасчете данных работы [6] на случай динейтрония следует ввести поправочный фактор  $\sim 0,5 \cdot 10^{-3} \text{—} 0,5 \cdot 10^{-4}$ . В результате учета всех упомянутых факторов можно оценить время жизни атома динейтрония  $\tau_{D_v}^{exp} \sim 3,5 \cdot 10^{-3} \text{—} 3,5 \cdot 10^{-4}$  с.

Энергетическая зависимость скорости реакции электронного захвата в области низких энергий отсутствует, и пересчет результатов эксперимента [6] на случай атомов динейтрония приводит к оценке  $\alpha_d / \alpha_{2n} \sim 1$ , что представляется достаточно разумным.

На основании проведенного анализа можно заключить, что экзотический атом динейтрония является метастабильным. Время его жизни  $\tau_{D_v}$  по порядку величины составляет приблизительно

$$\tau_{D_v} \sim 10^{-3} \text{ с,}$$

и оно на три порядка больше времени жизни мюона [5]:

$$\tau_{\mu} = (2,197019 \pm 0,000021) \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Предварительный анализ показал, что перечисленные выше свойства динейтрония: большое время жизни, электрическая нейтральность и небольшие размеры позволяют атомам динейтрония вступать в реакции с окружающими его ядрами. В совокупности с большим сечением реакции  $e$ -захвата  $e^- + D \rightarrow D_v + X$  (в ускорительном эксперименте [4], выполненном в Томском атомном центре,  $\sigma \sim 10$  мбарн) эти особенности экзотома динейтрония позволяют, не выходя за рамки известных законов физики, дать естественное объяснение многочисленным экспериментальным данным по ХЯС в конденсированных средах [1, 14, 15].

Открытие нового экзотического химического элемента всегда порождает проблему: "В какую клеточку Периодической системы Менделеева его следует поместить?". Ответ прост. Динейтроний, как и нейтрон, следует разместить в нулевой строке Периодической системы Менделеева, т. е. таблица Менделеева начинается с нулевого периода.

Во всех справочниках по свойствам изотопов в нулевой клеточке Периодической таблицы Менделеева всегда помещают нейтрон (открыт в 1932 г.).



Вопрос о возможности существования аналогов нейтрона как атома в научной литературе обсуждался только при анализе свойств нейтронных звезд и возможности существования полинейтронов. Однако логически допустимо существование мононейтрония — нейтральной частицы легче нейтрона, представляющей собой связанное состояние  $n_\nu = (p + e^-)_b$ . Эта гипотетическая частица, как и динейтроний, является экзотическим нейтринным атомом. А существует ли этот атом реально или нет? — дать ответ на этот вопрос может только эксперимент.

**Выводы**

1. Атомы динейтрония являются метастабильными.
2. Время жизни динейтрония  $D_\nu$  в области низких энергий, при которых закрыты каналы распада  $D_\nu \rightarrow n + anything$ , за которые отвечает сильное взаимодействие, существенно больше времени жизни мюона, и составляет примерно  $10^{-3}$  с.
3. Размеры атома динейтрония соизмеримы с размерами дейтрона.
4. Масса атома динейтрония равна  $M_{D_\nu} = 2,014102236 e = 1876,0979650$  МэВ.
5. Внесены уточнения в таблицу Менделеева. Показано, что динейтроний как экзотом является тяжелым изотопом нейтрона, поэтому в Периодической системе он расположен в нулевом ряду нулевого периода.
6. Большое время жизни, электрическая нейтральность и небольшие размеры позволяют атомам динейтрония вступать в реакции с окружающими его ядрами, что в совокупности с большим сечением реакции  $e$ -захвата  $e^- + D \rightarrow D_\nu + X$ , делает оправданным синтез динейтрония с энергетической и экономической точки зрения [16—18].

**ПРИЛОЖЕНИЕ**

**Расчет спиновых и изоспиновых матричных элементов**

Изоспиновый матричный элемент вычисляется три-вально

$$\begin{aligned} \langle \chi_{00}(\vec{T}) | \tau_{-}^{(i)} | \chi_{1-1}(\vec{T}) \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \times \\ \times \langle [p(1)n(2) - p(2)n(1)] | \tau_{+}^{(i)} | n(1)n(2) \rangle &= \frac{(-1)^{i-1}}{\sqrt{2}}. \end{aligned}$$

Спиновый матричный элемент вычисляется чуть сложнее

$$\begin{aligned} \langle \chi_{1m_d}(\vec{S}) | \sigma_k^{(i)} | \chi_{00}(\vec{S}) \rangle &= \\ = \sum_{m_1, m_2} C_{1/2 m_1 1/2 m_2}^{1 m_d} \sum_{m_3, m_4} C_{1/2 m_3 1/2 m_4}^{00} & \times \\ \times \langle \chi_{1/2 m_1}^{(1)} \chi_{1/2 m_2}^{(2)} | \sigma_k^{(i)} | \chi_{1/2 m_3}^{(1)} \chi_{1/2 m_4}^{(2)} \rangle. \end{aligned}$$

В силу свойств коэффициентов Клебша—Гордана

$$\langle \chi_{1m_d}(\vec{S}) | \sigma_k^{(1)} | \chi_{00}(\vec{S}) \rangle = - \langle \chi_{1m_d}(\vec{S}) | \sigma_k^{(2)} | \chi_{00}(\vec{S}) \rangle.$$

Поэтому достаточно рассчитать МЭ для  $i = 1$ . В этом случае

$$\begin{aligned} S_f &= \sum_{m_1, m_2} C_{1/2 m_1 1/2 m_2}^{1 m_d} \times \\ \times \sum_{m_3, m_4} C_{1/2 m_3 1/2 m_4}^{00} \delta_{m_2 m_4} & \langle \chi_{1/2 m_1}^{(1)} | \sigma_k^{(1)} | \chi_{1/2 m_3}^{(1)} \rangle. \end{aligned}$$

Согласно [10],

$$\sigma_\mu \chi_{1/2 \sigma} = -\sqrt{3} \cdot \sum_{\sigma'} C_{1\mu 1/2 \sigma}^{1/2 \sigma'} \cdot \chi_{1/2 \sigma'},$$

поэтому

$$S_f = \sqrt{3} \sum_{m_1, m_2, m_3} C_{1/2 m_2 1/2 m_1}^{1 m_d} C_{1/2 m_2 1/2 m_3}^{00} C_{1k 1/2 m_3}^k.$$

Преобразуем сумму произведений трех коэффициентов Клебша—Гордана:

$$\begin{aligned} S_{C-G} &= \sum_{m'', \sigma, \sigma'} C_{j'' m'' 1/2 \sigma}^{j' m'} C_{j'' m'' 1/2 \sigma}^{j m} C_{1\mu 1/2 \sigma}^{1/2 \sigma'} \equiv \\ &\equiv \sqrt{2 \cdot j^{c'} \cdot j^c} \cdot F_{ang} = \sqrt{2 \cdot j^{c'} \cdot j^c} \times \\ &\times \sum_{m'', \sigma, \sigma'} (-1)^{l-1/2+m'+j''-1/2+m+1/2+\sigma'} \times \\ &\times \begin{pmatrix} j'' 1/2 & j' \\ m'' \sigma' - m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'' 1/2 & j \\ m'' \sigma - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 1/2 1/2 \\ \mu \sigma - \sigma' \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{22}$$

где использовано стандартное обозначение  $j^c \equiv 2j + 1$ .

Сумма произведений трех  $3jm$ -символов Вигнера  $F_{ang}$  находится методами квантовой теории углового момента:

$$F_{ang} = (-1)^{j-1/2+l+j'+m'} \begin{pmatrix} j' & 1 & j \\ m' - \mu & -m \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j' & 1 & j \\ 1/2 & l & 1/2 \end{Bmatrix}. \tag{23}$$

Подставляя (23) в (22), мы получаем выражение для величины коэффициента  $S$ :

$$S = \sqrt{2(2j+1)} \cdot (-1)^{j+l-1/2} \cdot C_{1\mu j m}^{j' m'} \cdot \begin{Bmatrix} j' & 1 & j \\ 1/2 & l & 1/2 \end{Bmatrix},$$

откуда следует, что

$$\langle \chi_{1m_d}(\vec{S}) | \sigma_k^{(i)} | \chi_{00}(\vec{S}) \rangle = (-1)^{i-1} \delta_{-k, m_d}.$$

## Литература

1. *Ratus Ю. Л.* Управляемый "термояд" или холодный синтез? Драма идей. — Самара: Изд-во СНИЦ РАН. 2009. — 92 с.
2. *Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.* Ядерные реакции в холодном водороде// УФН. 1960. Т. 71. Вып. 4. С. 581—630.
3. *Alvarez L. W., Bradner H., Crawford F. S. Jr., Crawford J. A., Falk-Vairant P., Good M. L., Gow J. D., Rosenfeld A. H., Solmitz F., Stevenson M. L., Ticho H. K., Tripp R. D.*// Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1127.
4. *Хандорин Г. П., Шадрин В. Н.* Способ получения атомной энергии: Заявка на изобретение № 2006140078 от 13.11.2006/ Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам; Бюллетень № 14 от 20.05.2008.
5. *Amsler C. et al.* (Particle Data Group). The Review of Particle Physics// Phys. Lett. 2008. V. B667. P. 1.
6. *Kienert H., Kopp J., Lindner M.* The GSI anomaly// arXiv:0808.2389v1 [hep-ph] 18 Aug 2008.
7. *Litvinov Yu. A., Bosh F. et al.* Observation of Non-Exponential Orbital Electron Capture Decays of Hydrogen-Like  $^{140}_{59}\text{Pr}$  and  $^{142}_{61}\text{Pm}$  Ions// arXiv:0801.2079v1 [nucl-ex] 14 Jan 2008.
8. *Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.* Электродинамика нейтрино в среде// ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. Вып. 2. С. 312—376.
9. *Айзенберг И., Грайнер В.* Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия. — М.: Атомиздат, 1973. — 348 с.
10. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. — Л.: Наука, 1975. — 439 с.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория// Курс теоретической физики.— М.: Наука. 1989. Т. 3. — 768 с.
12. *Айзенберг И., Грайнер В.* Микроскопическая теория ядра. — М.: Атомиздат, 1976. — 487 с.
13. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П.* Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата. — Л.: Наука, 1972. — 374 с.
14. *Царев В. А.* Аномальные ядерные эффекты в твердом теле ("холодный синтез"): вопросы все еще остаются// УФН. 1992. Т. 162. № 10. С. 63—91.
15. *Storms E.* The science of low energy nuclear reaction. A Comprehensive Compilation of Evidence and Explanation about Cold Fusion. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore, 2007. — 341 p.
16. *Ratus Г. Ю., Зубрилин А. М.* Способ получения метастабильного ядерно-активного вещества динейтрония: Заявка на изобретение № 2008147688 от 04.12.2008/ Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка № 062434 от 04.12.2008.
17. *Ratus Г. Ю., Зубрилин А. М.* Топливо для энергетических реакторов управляемого холодного ядерного синтеза: Заявка на изобретение № 2008147687 от 04.12.2008/ Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка № 062433 от 04.12.2008.
18. *Ratus Ю. Л.* Метастабильное ядерно-активное вещество динейтроний: Заявка на изобретение № 2008147689 от 04.12.2008/ Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка № 062435 от 04.12.2008.

## Neutrino catalysis of cold fusion in hydrogen

Yu. L. Ratis

Institute of Power Engineering for the Special Application

Volgsky pr. 33-87, 443071, Samara, Russia

E-mail: ratis@samtel.ru

*It is shown that the nuclear reaction of fusion in cold hydrogen is possible due to the generation of metastable atoms of dineutroneum existing as the bound state of two neutrons and one neutrino. The estimation of mass, sizes and lifetime of atoms of dineutroneum generated by interaction of deuterons with free or quasi-free electrons is carried out.*

PACS: 03.75.-b

Keywords: fusion of nuclear, hydrogen, metastable atom, reaction.

Bibliography — 18 references.

Received 3 July 2009