

# К ОПРЕДЕЛЕНИЮ МЕХАНИЗМА ДВУХНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА $^{82}\text{Se}$ И ВКЛАДА СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

*С. В. Семенов \*, В. В. Хрущев, С. В. Фомичев*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Представлено вычисление амплитуды  $2\nu 2\beta$ -распада для  $^{82}\text{Se}$  на основе Higher-States Dominance (HSD) и Single-State Dominance (SSD) механизмов. Если для некоторых изотопов основной вклад в амплитуду двухнейтринного двойного бета-распада дает низколежащее  $1^+$ -состояние промежуточного ядра, то такой механизм соответствует гипотезе SSD. Если при расчете времени полураспада  $2\nu 2\beta$ -перехода предположить, что кинетические энергии испускаемых лептонов примерно равны, то это соответствует доминированию вкладов, связанных с промежуточными состояниями ядра с высокими энергиями возбуждения (механизм HSD). Рассматривается влияние на энергетическое распределение электронов присутствия стерильных нейтрино с массами порядка 1 МэВ.

Calculation of  $2\nu 2\beta$ -decay amplitude for  $^{82}\text{Se}$  on the base of Higher-States Dominance (HSD) and Single-State Dominance (SSD) is presented. If for some isotopes the main contribution to the amplitude of two-neutrino double beta decay is due to the low-lying  $1^+$  state of intermediate nucleus, then this mechanism corresponds to the SSD hypothesis. If in calculations of decay time the suggestion of approximate equality of emitted leptons energies is made, then this mechanism corresponds to dominance of contributions of higher excited states of intermediate nucleus (HSD mechanism). The effect of sterile neutrinos with masses of the order of 1 MeV on electron energy distribution is considered.

PACS: 12.10.Kt; 12.90.+b; 13.35.Hb; 14.60.Pq; 14.60.St; 95.35.+d

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование двойного бета-распада с точки зрения как разработки теории, так и создания новых крупномасштабных установок является интенсивно развивающимся направлением современной физики. Важное значение имеют эксперименты по поиску безнейтринного двойного бета-распада, так как обнаружение этого редкого процесса, выходящего за пределы Стандартной модели, будет свидетельствовать о майорановской

---

\* E-mail: Semenov\_SV@nrcki.ru

природе нейтрино и даст возможность сделать выводы о массовой матрице нейтрино и параметрах смешивания.

Сейчас самые редкие явления, которые наблюдались экспериментально, — это реакции двухнейтринного двойного бета-распада с  $T_{1/2} \sim \sim 10^{19} - 10^{24}$  лет [1]. Изучение  $2\nu 2\beta$ -канала позволяет получить информацию о ядерной структуре процесса, что весьма существенно для построения и проверки ядерных моделей, необходимых для теоретического рассмотрения безнейтринных переходов. При этом двухнейтринный канал является неустрашимым фоном для  $0\nu 2\beta$ -распада, и, следовательно, вычисление соответствующих дифференциальных интенсивностей необходимо для определения чувствительности экспериментов по определению эффективной массы нейтрино  $m_{\beta\beta}$ .

В настоящее время большой интерес вызывает исследование характеристик двойного бета-распада стабильного изотопа  $^{82}\text{Se}$  [2]. Именно для этого изотопа  $2\nu 2\beta$ -распад впервые непосредственно наблюдался в прямом эксперименте [3]. На установке NEMO-3, где в качестве  $2\beta$ -источника использовались 0,93 кг  $^{82}\text{Se}$  [2], в ходе измерений с общей экспозицией 2,4 кг·год были определены полная и дифференциальная интенсивности для двухнейтринного канала. При поиске безнейтринного двойного бета-распада на детекторе NEMO-3 экспозиция составляла 4,9 кг·год и найдено ограничение  $T_{1/2}^{0\nu} > 2,5 \cdot 10^{23}$  лет.

В проекте CUPID-0 используется 5,53 кг  $^{82}\text{Se}$  и получен следующий результат:  $T_{1/2}^{0\nu} > 2,4 \cdot 10^{24}$  лет [4].

Для периода полураспада по отношению к безнейтринному переходу имеет место выражение

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{1}{G^{0\nu} g_A^4 |M^{0\nu}|^2 \frac{|m_{\beta\beta}|^2}{m_e^2}}.$$

Здесь  $G^{0\nu}$  — фазовый фактор для  $^{82}\text{Se}$ , равный  $10,16 \cdot 10^{-15}$  год $^{-1}$  [5];  $M^{0\nu}$  — ядерный матричный элемент;  $m_{\beta\beta}$  — эффективная масса нейтрино. Существующие модели ядерной структуры приводят в случае  $^{82}\text{Se}$  к следующим результатам [6]:  $|M^{0\nu}| \min = 2,64$ ,  $|M^{0\nu}| \max = 4,64$  [4].

Если воспользоваться оценкой  $m_{\beta\beta} = 0,027$  эВ, полученной в (3 + + 3)-модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино [7], то можно получить соответствующие значения  $T_{1/2}^{0\nu}$  для стабильного изотопа  $^{82}\text{Se}$ :

$$T_{1/2}^{0\nu} \min = 6,17 \cdot 10^{26} \text{ лет}, \quad T_{1/2}^{0\nu} \max = 1,96 \cdot 10^{27} \text{ лет}.$$

Таким образом, необходимо значительно увеличить чувствительность эксперимента по поиску безнейтринного двойного бета-распада  $^{82}\text{Se}$ . Этой цели служит создание новой крупномасштабной установки SuperNEMO [8], где планируется использовать до 100 кг  $^{82}\text{Se}$ . Проект

SuperNEMO основан на тех же конструктивных принципах, что и NEMO-3, вместе с тем он будет отличаться более высоким разрешением и меньшим уровнем фона. На первом этапе измерения будут проводиться с помощью модуля, получившего название демонстратор, который будет содержать 7 кг  $^{82}\text{Se}$ . Как отмечалось выше, для оценки чувствительности планируемого эксперимента необходимо точное определение энергетического спектра электронов, возникающих в двухнейтринном канале.

В настоящей работе проводится теоретический расчет дифференциальной интенсивности  $2\nu 2\beta$ -распада  $^{82}\text{Se}$  в зависимости от суммарной кинетической энергии электронов, определяется ядерный механизм двухнейтринного двойного бета-распада и рассматривается возможность поиска тяжелых стерильных нейтрино на основе данных по  $2\nu 2\beta$ -переходам.

### 1. АМПЛИТУДА $2\nu 2\beta$ -РАСПАДА $^{82}\text{Se}$

Для вычисления интенсивности двухнейтринных переходов нужно провести суммирование по всем возможным  $1^+$ -состояниям промежуточного ядра [9, 10], поэтому для определения характеристик  $2\nu 2\beta$ -распада необходимы значения модулей и фаз соответствующего набора матричных элементов

$$\left[ T_{1/2}^{2\nu 2\beta} (0_i^+ \rightarrow 0_f^+) \right]^{-1} = \frac{G_{\beta\beta}^4 g_A^4}{32\pi^7 \ln 2} \int_{m_e}^{T+m_e} d\varepsilon_1 \int_{m_e}^{T+2m_e-\varepsilon_1} d\varepsilon_2 \int_0^{T+2m_e-\varepsilon_1-\varepsilon_2} d\omega_1 \times \\ \times F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 \omega_1^2 \omega_2^2 A_{0_f^+}. \quad (1a)$$

Выражение для  $A_{0_f^+}$  имеет следующий вид:

$$4A_{0_f^+} = \left| \sum_N \langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_N^+ \rangle \langle 1_N^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle (K_N + L_N) \right|^2 + \\ + \frac{1}{3} \left| \sum_N \langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_N^+ \rangle \langle 1_N^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle (K_N - L_N) \right|^2. \quad (1b)$$

Здесь  $p_1, p_2$  и  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  — соответственно импульсы и энергии электронов;  $\omega_1, \omega_2$  — энергии антинейтрино;  $\omega_2 = T + 2m_e - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \omega_1$ ;  $T = E_i - E_f - 2m_e = Q_{\beta\beta}$  — полная кинетическая энергия лептонов в конечном состоянии и  $E_i(E_f)$  — масса родительского (дочернего) ядра.  $F(Z_f, \varepsilon)$  — кулоновский фактор, учитывающий влияние электростатического поля ядра на вылетающие электроны. В результате усреднения функции  $F$  по объему ядра возникает дополнительный множитель  $3/(2\gamma_1 + 1)$ ,  $\gamma_1 = [1 - (\alpha Z_f)^2]^{1/2}$ .  $K_N$  и  $L_N$  содержат энергетические

знаменатели второго порядка теории возмущений:

$$K_N = \frac{1}{\mu_N + (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2} + \frac{1}{\mu_N - (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2},$$

$$L_N = \frac{1}{\mu_N + (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2} + \frac{1}{\mu_N - (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2}.$$

Здесь  $\mu_N = E_N - (E_i + E_f)/2$ ;  $E_N$  — энергия  $N$ -го  $1^+$ -состояния промежуточного ядра. Вычисление ядерных матричных элементов  $\langle 0_f^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 1_N^+ \rangle$ ,  $\langle 1_N^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 0_i^+ \rangle$  является весьма сложной теоретической задачей [11].

Вместе с тем можно предположить, что для некоторых изотопов в суммах по  $N$ , входящих в выражение (16), главным вкладом является вклад основного состояния промежуточного ядра в том случае, если это состояние имеет квантовые числа  $J^\pi = 1^+$ . Этот механизм двухнейтринного двойного бета-распада отвечает гипотезе доминантности основного состояния промежуточного ядра (механизм SSD — Single State Dominance [12, 13]). Такая ситуация имеет место для  $^{100}\text{Mo}$ , когда  $2\nu 2\beta$ -переход с хорошей точностью может быть рассмотрен как двухступенчатый процесс, который связывает начальное ( $^{100}\text{Mo}$ ) и конечное ( $^{100}\text{Ru}$ ) состояния процесса через  $1^+$ -основное состояние промежуточного ядра  $^{100}\text{Tc}$ . Ядерные матричные элементы  $M_1^I = \langle 1_{\text{g.s.}}^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 0_i^+ \rangle$  и  $M_1^F = \langle 0_f^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 1_{\text{g.s.}}^+ \rangle$  можно найти из значений  $ft$  для процессов электронного захвата и однократного бета-распада:

$$M_1^I = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_{\text{EC}}}}, \quad M_1^F = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_{\beta^-}}}, \quad \text{где } D = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G_\beta^2 m_e^5} = 6288,564 \text{ с,}$$

$$G_\beta = G_F \cos \theta_C, \quad G_F = 1,166378 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \cos \theta_C = 0,97425, \quad g_A = 1,27561.$$

В случае справедливости SSD-гипотезы интенсивность двухнейтринного перехода определяется только интенсивностями однократных процессов, которые характеризуются факторами  $ft_{\beta^-}$ -и  $ft_{\text{EC}}$ , и не зависит от  $G_\beta$  и  $g_A$  [14]:

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0^+) = \frac{16\pi^2 ft_{\text{EC}} ft_{\beta^-}}{3 \ln 2 (\lambda_C/c) H(T, 0_f^+)},$$

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0^+) = 2,997 \cdot 10^{14} \text{ год} \frac{10^{\log ft_{\text{EC}} + \log ft_{\beta^-}}}{H(T, 0_f^+)}, \quad (2)$$

$$H(T, 0_f^+) = \int_1^{T+1} d\varepsilon_1 \int_1^{T+2-\varepsilon_1} d\varepsilon_2 \int_0^{T+2-\varepsilon_1-\varepsilon_2} d\omega_1 \times$$

$$\times F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 \omega_1^2 \omega_2^2 (K^2 + KL + L^2).$$

Величина  $\log ft_{\beta^-}$  хорошо установлена из бета-распада  $^{100}\text{Tc}$  и равна 4,59 [15], что соответствует  $M_1^F = 0,546$ . Определение  $\log ft_{\text{EC}}$  на основе исследования электронного захвата в  $^{100}\text{Tc}$  требует проведения сложных экспериментов. В настоящее время наиболее точное значение  $\log ft_{\text{EC}}$  для электронного захвата в  $^{100}\text{Tc}$  получено в [16];  $\log ft_{\text{EC}} = 4,29_{-0,07}^{+0,08}$ .

При вычислении периода полураспада для  $2\nu 2\beta$ -перехода часто предполагается, что кинетические энергии вылетающих лептонов примерно равны [9, 10, 17]. Тогда  $K \approx L \approx 2/\mu$ . Эта ситуация эквивалентна доминированию в выражении для  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ -вклада состояний промежуточного ядра с высокой энергией возбуждения, HSD — Higher State Dominance. Как было показано в [18], такой подход, когда пренебрегается зависимостью  $K$  и  $L$  от энергий лептонов, приводит к завышению теоретического значения  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ . В случае перехода  $0^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$  в  $^{100}\text{Mo}$  эффект составляет около 25 %.

Учет зависимости  $K$  и  $L$  от энергий лептонов позволяет получить дифференциальные интенсивности по энергии одного электрона  $P(\varepsilon) = dI/Id\varepsilon$  для  $2\nu 2\beta$ -распада изотопа  $^{100}\text{Mo}$  [19, 20], совпадающие с данными NEMO-3 [21].

Выражение (2) для  $T_{1/2}$  в случае  $^{100}\text{Mo}$ , если основываться на значении  $\log ft_{\text{EC}} = 4,29$  и использовать точные  $K$  и  $L$ , приводит к  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 5,0(7) \cdot 10^{18}$  лет [22], что достаточно близко к  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}_{\text{эксп}} = 6,8(4) \times 10^{18}$  лет [23]. Для более точного согласия теоретического значения с данными эксперимента необходимо учитывать в  $2\nu 2\beta$ -амплитуде примесь возбужденных  $1^+$ -состояний  $^{100}\text{Tc}$ , причем вклады возбужденных состояний должны входить в сумму по  $N$  в (16) с отрицательным знаком. В [24] было получено соответствующее модифицированное распределение  $P(\varepsilon)$ , которое дает хорошее согласие теоретического распределения с экспериментальным [23, 25].

Совсем другая ситуация с  $2\nu 2\beta$ -распадом стабильного изотопа  $^{116}\text{Cd}$ . Здесь основное состояние промежуточного ядра  $^{116}\text{In}$  также имеет квантовые числа  $1^+$ . Для него SSD-гипотеза приводит, согласно (2), к теоретическому значению  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 1,1 \cdot 10^{19}$  лет [26–28], в то время как экспериментальное значение  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}_{\text{эксп}} = 2,8 \cdot 10^{19}$  лет [21]. Следовательно, существенный вклад в  $2\nu 2\beta$ -амплитуду  $^{116}\text{Cd}$  вносят возбужденные состояния  $^{116}\text{In}$  [26–28].

Если сравнить энергетическую структуру двухнейтринного двойного бета-распада  $^{100}\text{Mo}$  и  $^{116}\text{Cd}$ , то следует отметить, что разность масс начального ядра  $^{100}\text{Mo}$  и промежуточного ядра  $^{100}\text{Tc}$  составляет 341 кэВ, что сравнимо с порогом  $m_e = 511$  кэВ, когда возможен однократный бета-распад. Для  $^{116}\text{Cd}$  эта разность,  $M(^{116}\text{Cd}) - M(^{116}\text{In})$ , мала по сравнению с пороговым значением и составляет 46 кэВ [29]. Поэтому можно сделать вывод о том, что чем больше разность масс меж-

ду начальным ядром и промежуточным ядром с квантовыми числами  $1^+$ , тем точнее будет работать теоретический подход, основанный на доминантности в  $2\nu 2\beta$ -амплитуде одного низколежащего  $1^+$ -состояния промежуточного ядра.

В случае двойного бета-распада  $^{82}\text{Se}$  основное состояние промежуточного ядра  $^{82}\text{Br}_{g.s.}(5^-)$  имеет массу на 423 кэВ меньшую массы начального ядра  $^{82}\text{Se}$ . Виртуальный гамов-теллеровский переход возможен через первое возбужденное  $1^+$ -состояние ядра  $^{82}\text{Br}$  с  $E_x = 75$  кэВ. Соответственно,  $M(^{82}\text{Se}) - M(^{82}\text{Br}^*, 1^+) = 348$  кэВ и есть основание предполагать, что для  $^{82}\text{Se}$  будет реализовываться SSD-механизм  $2\nu 2\beta$ -распада.

Возбужденное состояние брома-82,  $^{82}\text{Br}^*, 1^+$ ,  $E_x = 75$  кэВ, было обнаружено в эксперименте по исследованию реакции перезарядки  $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$  [30], причем это состояние отличается большой гамов-теллеровской силой перехода,  $B(\text{GT}) = 0,338$ . Надо отметить, что вышележащие возбужденные состояния брома-82 с  $E_x < 2$  МэВ отвечают силам перехода на порядок меньшим. Тогда, если исходить из гипотезы SSD, в сумме по  $N$  в выражении (16) следует учитывать только вклад  $1^+$ -состояния промежуточного ядра  $^{82}\text{Br}$ . Вклад возбужденных  $1^+$ -состояний промежуточного ядра в  $2\nu 2\beta$ -амплитуду рассматривался в [26–28, 31].

Справедливость SSD-подхода для  $2\nu 2\beta$ -распада  $^{82}\text{Se}$  подтверждают измерения распределения интенсивности по энергии одного электрона, проведенные на установке NEMO-3 [2, 32]. Результаты эксперимента CUPID-0, в котором детектор состоит из ансамбля  $\text{Zn}^{82}\text{Se}$  болометров, обладающих высоким энергетическим разрешением и позволяющим точно находить распределение по суммарной кинетической энергии электронов  $F(T_K)$ , также говорят в пользу SSD-механизма [4]. Представляет интерес теоретически рассчитать спектр  $F(T_K)$ , в предположении доминантности  $1^+$ -состояния  $^{82}\text{Br}$ ,  $E_x = 75$  кэВ, в  $2\nu 2\beta$ -амплитуде  $^{82}\text{Se}$ . Соответствующее распределение по энергии одного электрона получено в [7].

## 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СУММАРНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Спектр  $dI/dT_K$  суммы кинетических энергий электронов  $T_K, T_K = T_1 + T_2$ , возникающих в  $2\nu 2\beta$ -распаде, записывается в виде [24]

$$\frac{dI}{dT_K} = \int_0^{T_K} F_{12}(T_K - T_2, T_2) dT_2,$$

$$F_{12}(T_1, T_2) = \frac{dI}{dT_1 dT_2}.$$

Для двойного бета-распада  $^{82}\text{Se}$  основное состояние конечного ядра  $^{82}\text{Kr}$  имеет квантовые числа  $(0^+)$ . При этом

$$\frac{dI}{dT_K} = \frac{G_\beta^4 g_A^4 m_e^9}{32\pi^7} \int_1^{T_K+1} p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) d\varepsilon_2 \int_0^{Q_{\beta\beta} - T_K} d\omega_1 \omega_1^2 \omega_2^2 A_{0_f^+}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_1 = T_K + 2 - \varepsilon_2, \quad \omega_2 = Q_{\beta\beta} - T_K - \omega_1.$$

Здесь  $p_1, p_2$  и  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  — соответственно импульсы и энергии электронов;  $\omega_1, \omega_2$  — энергии антинейтрино. В выражении (3) все импульсы в единицах  $m_e c$ , энергии в единицах  $m_e c^2$ .

Если в (2) учитывать вклад только  $1_1^+$ -состояния, то

$$A_{0_f^+} = \left| \langle 0_f^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 1_1^+ \rangle \langle 1_1^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 0_i^+ \rangle \right|^2 \frac{K_1^2 + K_1 L_1 + L_1^2}{3}.$$

Здесь

$$K_1 = \frac{1}{\mu_1 + (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2} + \frac{1}{\mu_1 - (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2},$$

$$L_1 = \frac{1}{\mu_1 + (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2} + \frac{1}{\mu_1 - (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2},$$

$$\mu_1 = E_{1_1^+} - (E_i + E_f)/2.$$

Ядерный матричный элемент  $M_1^I = \langle 1_1^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 0_i^+ \rangle$  определяется из значения гамов-теллеровской силы  $B(\text{GT}^-) = 0,338$  [22] согласно соотношению  $|M(\text{GT}^-)|^2 = B(\text{GT}^-)$ , справедливому для  $0^+ \rightarrow 0^+$   $2\nu 2\beta$ -перехода. Таким образом,  $M_1^I = 0,581$ . Получить значение матричного элемента  $M_1^F = \langle 0_f^+ \parallel \widehat{\beta}^- \parallel 1_1^+ \rangle$  можно будет из исследования реакции перезарядки  $^{82}\text{Kr}(d, ^2\text{He})^{82}\text{Br}$ , которое к настоящему времени не проведено. Однако можно найти  $M_1^F$  с помощью (1), основываясь на значениях  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ , полученном в ходе эксперимента NEMO-3. В случае SSD-механизма  $2\nu 2\beta$ -распада  $^{82}\text{Se}$   $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 9,39 \cdot 10^{19}$  лет [3]. Соответствующее значение  $M_1^F$  составляет 0,229,  $B(\text{GT}^+) = 0,0526$ . Соответственно произведение  $B(\text{GT}^-)B(\text{GT}^+) = 0,018$ . Это соотношение может быть использовано для проверки метода определения гамов-теллеровской силы из реакции перезарядки.

На рис. 1 построено распределение по суммарной кинетической энергии электронов  $T_K$  в  $2\nu 2\beta$ -распаде  $^{82}\text{Se}$  для случая, когда величины  $K_1$  и  $L_1$  вычисляются точно (SSD-механизм) и зависимостью  $K_1$  и  $L_1$  от энергий электронов и антинейтрино пренебрегается, что эквивалентно

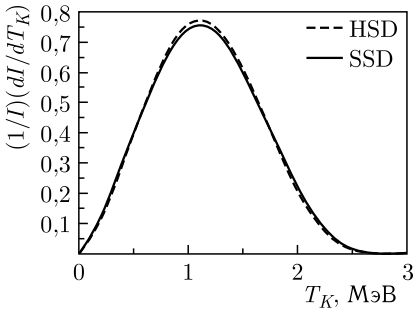


Рис. 1. Распределение по суммарной кинетической энергии электронов  $T_K$  в  $2\nu 2\beta$ -распаде  $^{82}\text{Se}$

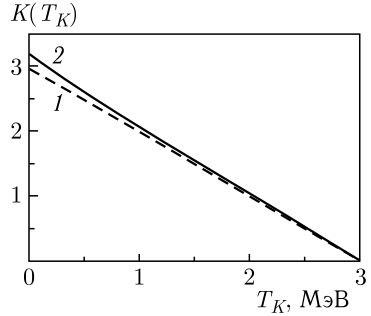


Рис. 2. Диаграмма Кюри для  $2\nu 2\beta$ -распада  $^{82}\text{Se}$

механизму HSD. Безусловно, интересно сравнить полученные теоретические распределения с результатами измерений, которые будут проведены на детекторе SuperNEMO.

Для анализа экспериментального спектра  $dI/dT_K$  можно по аналогии с однократным бета-распадом построить диаграмму Кюри для  $2\nu 2\beta$ -распада [38]:

$$K(T_K) = \left( \frac{\frac{dI}{dT_K}}{F(T_K)} \right)^{1/5},$$

$$F(T_K) = \frac{G_{\beta\beta}^4 g_A^4 m_e^9}{8\pi^7} \left( \frac{\langle 0_f^+ || \hat{\beta}^- || 1_1^+ \rangle \langle 1_1^+ || \hat{\beta}^- || 0_i^+ \rangle}{E_{1_1^+} - (E_i + E_f)/2} \right)^2 \times \\ \times \int_1^{T_K+1} p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) d\varepsilon_2, \\ \varepsilon_1 = T_K + 2 - \varepsilon_2.$$

На рис. 2 изображена диаграмма Кюри для  $2\nu 2\beta$ -распада  $^{82}\text{Se}$ , когда в сумме по  $N$  в (16) доминирует вклад  $1_1^+$ -состояния. Если пренебречь зависимостью  $K_1$  и  $L_1$  от  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \omega_1, \omega_2$ , то получается известный результат — линейная функция,  $K(T_K) = (Q_{\beta\beta} - T_K)/30^{1/5}$  [38]. С точностью до множителя, определяемого отношением определенных функций ядерных матричных элементов, такая диаграмма (1 на рис. 2) отвечает HSD-механизму. Диаграмма Кюри, соответствующая SSD-механизму, получена при использовании точного выражения для  $K_1$  и  $L_1$  (2 на рис. 2). Таким образом, вид функции Кюри зависит от ядерного механизма двухнейтринного двойного бета-распада.



### 3. ПОИСК СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО $2\nu 2\beta$ -РАСПАДУ

В настоящее время проводятся интенсивные поиски стерильных нейтрино, существование которых дало бы возможность получить объяснение ряда аномалий нейтринных потоков — реакторную аномалию, ускорительную аномалию и галлиевую (калибровочную) аномалию [33–35]. Эти аномалии, проявляющиеся на малых расстояниях, можно объяснить наличием в природе одного или двух стерильных нейтрино (SN), не взаимодействующих с калибровочными бозонами Стандартной модели. Характерный масштаб масс этих легких стерильных нейтрино составляет 1 эВ.

Вместе с тем представляет большой интерес исследование области значительно больших масс стерильных нейтрино. В работе [7] рассматривается модель с тремя активными и тремя стерильными нейтрино. Масса самого легкого нейтрино  $m_4$  выбирается порядка 1 эВ, такое значение используется во многих работах по интерпретации нейтринных аномалий на малых расстояниях и удовлетворяет имеющимся сейчас ограничениям и оценкам [36].

Стерильные нейтрино с массами в интервале от 1 до 10 кэВ привлекаются для объяснения некоторых астрофизических данных [37], кроме того, выбор массы  $m_5$ , равной 7 кэВ, согласуется и с интерпретацией результатов эксперимента XENON1T, если считать, что распад этого стерильного нейтрино приводит к максимуму электронных событий отдачи в области 3,5 кэВ. Масса самого тяжелого нейтрино выбирается порядка 1 МэВ. Соответственно используются следующие значения масс  $m_4$ ,  $m_5$ ,  $m_6$ : 1,1,  $7 \cdot 10^3$ ,  $10^6$  эВ. Поиски стерильных нейтрино с массой  $\sim 1$  МэВ позволяют провести эксперименты по наблюдению двухнейтринного двойного бета-распада, в которых характерное выделение энергии,  $M_i - M_f$ , составляет несколько мегаэлектронвольт и где в существующих и планируемых крупномасштабных установках будет набрана большая статистика  $2\nu 2\beta$ -сигналов.

В Стандартной модели, в которой дополнительно присутствует фермион  $N$ , т. е. стерильное нейтрино, эффективный лагранжиан имеет вид [38]

$$L = \frac{G_F \cos \theta_C}{\sqrt{2}} \left[ (1 + \delta_{SM}) j_L^\mu J_{L\mu} + V_{eN} j_L^{N\mu} J_{L\mu} \right].$$

Здесь  $\delta_{SM}$  содержит радиационные поправки SM,  $j_L^\mu = \bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu$ ,  $j_L^{N\mu} = \bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)N$ ,  $J_L^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)d$ ,  $V_{eN}$  — константа смешивания активных и стерильных нейтрино. Данная модель позволяет рассмотреть процесс двухнейтринного двойного бета-распада, когда наряду с активным нейтрино излучается массивное стерильное нейтрино с массой порядка 1 МэВ,  $\nu N\beta\beta$ -переход [38]. Массой легкого нейтрино можно пренебречь. Распад  $NN\beta\beta$  сильно подавлен как из-за малости фазового

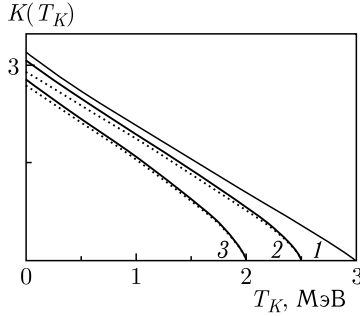


Рис. 3. Диаграмма Кюри для  $\nu N\beta\beta$ -распада

объема, так и за счет малости константы смешивания активных и стерильных нейтрино  $V_{eN}$ .

В модели со стерильным нейтрино полная дифференциальная интенсивность  $dI/dT_K$  есть некогерентная сумма интенсивностей  $\nu\nu\beta\beta$ - и  $\nu N\beta\beta$ -распадов [38]:

$$\frac{dI}{dT_K} = (1 - |V_{eN}|^2)^2 \frac{dI(\nu\nu\beta\beta)}{dT_K} + 2(1 - |V_{eN}|^2) |V_{eN}|^2 \frac{dI(\nu N\beta\beta)(m_N)}{dT_K}.$$

Соответственно можно построить диаграмму Кюри для  $\nu N\beta\beta$ -распада.

На рис. 3 построены диаграммы Кюри для  $m_N = 0$  (1),  $m_N = 0,5$  МэВ (2),  $m_N = 1$  МэВ (3). Сплошными линиями изображены диаграммы  $K(T_K)$  для SSD-механизма двухнейтринного распада, когда  $K_1$  и  $L_1$  вычисляются точно, пунктирными — когда в энергетических знаменателях теории возмущений пренебрегается зависимостью от энергий электронов и антинейтрино. Чем больше масса стерильного нейтрино, тем ближе результаты двух вариантов расчетов, что объясняется уменьшением  $Q_{\beta\beta} = M_i - M_f - 2m_e - m_N$ . Полученные результаты могут быть использованы при анализе экспериментальных данных по двухнейтринному двойному бета-распаду с целью поиска тяжелых стерильных нейтрино.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено распределение по суммарной кинетической энергии электронов для двух ядерных механизмов двухнейтринного двойного бета-распада  $^{82}\text{Se}$ , которые можно будет сравнить с экспериментальными данными, полученными на планируемых крупномасштабных установках. Показано, что диаграмма Кюри для двойного бета-распада как с участием двух легких нейтрино, так и в случае рождения одного легкого активного нейтрино и одного тяжелого стерильного нейтрино зависит от ядерного механизма.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barabash A. S.* Average and Recommended Half-Life Values for Two Neutrino Double Beta Decay // *Nucl. Phys. A.* 2015. V. 935. P. 52–64.
2. *Arnold R. et al.* Final Results on  $^{82}\text{Se}$  Double Beta Decay to the Ground State of  $^{82}\text{Kr}$  from the NEMO-3 Experiment // *Eur. J. Phys. C.* 2018. V. 78. P. 821.
3. *Elliott S. R., Hahn A. A., Moe M. K.* Direct Evidence for Two-Neutrino Double-Beta Decay in  $^{82}\text{Se}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. P. 2020–2023.
4. *Azzolini O. et al.* Direct Evidence for Two-Neutrino Double Beta Decay in  $\text{Se}^{82}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 262501.
5. *Kotila J., Iachello F.* Phase-Space Factors for Double- $\beta$  Decay // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 034316.
6. *Barea J., Kotila J., Iachello F.*  $0\nu\beta\beta$  and  $2\nu\beta\beta$  Nuclear Matrix Elements in the Interacting Boson Model with Isospin Restoration // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 91. P. 034304.
7. *Хрущев В. В., Фомичев С. В., Семенов С. В.* Характеристики осцилляций активных нейтрино и двойного бета-распада с учетом вкладов стерильных нейтрино // *ЯФ.* 2021. Т. 84, № 3. С. 250–261.
8. *Arnold R. et al.* Probing New Physics Models of Neutrinoless Double Beta Decay with SuperNEMO // *Eur. Phys. J. C.* 2010. V. 70. P. 927–943.
9. *Doi M., Kotani T., Takasugi E.* Double Beta Decay and Majorana Neutrino // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1985. V. 83. P. 1–175.
10. *Suhonen J., Civitarese O.* Weak-Interaction and Nuclear-Structure Aspects of Nuclear Double Beta Decay // *Phys. Rep.* 1998. V. 300. P. 123–214.
11. *Faessler A., Šimkovic F.* Double Beta Decay // *J. Phys. G.* 1998. V. 24. P. 2139–2178.
12. *Abad J., Morales A., Nunez-Lagos R., Pacheco A. F.* An Estimation of the Rates of (Two-Neutrino) Double Beta Decay and Related Processes // *J. Phys. Colloq.* 1984. V. 45(C3). P. C3-147–C3-150.
13. *Civitarese O., Suhonen J.* Is the Single-State Dominance Realized in Double- $\beta$ -Decay Transitions? // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 1535–1538.
14. *Semenov S. V., Šimkovic F., Domin P.* The Single State Dominance in  $2\nu\beta\beta$ -Decay Transitions to Excited  $0^+$  and  $2^+$  Final States // *Part. Nucl., Lett.* 2001. No. 6(109). P. 26–31.
15. *Garcia A. et al.* Electron-Capture Decay of  $^{100}\text{Tc}$  and the Double- $\beta$  Decay of  $^{100}\text{Mo}$  // *Phys. Rev. C.* 1993. V. 47. P. 2910–2915.
16. *Sjue S. K. L. et al.* Electron-Capture Branch of  $^{100}\text{Tc}$  and Tests of Nuclear Wave Functions for Double- $\beta$  Decays // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 064317.
17. *Haxton W. C., Stephenson G. I., Jr.* Double Beta Decay // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1984. V. 12. P. 409–479.
18. *Semenov S. V., Šimkovic F., Khrushev V. V., Domin P.* Contribution of the Lowest  $1^+$  Intermediate State to the  $2\nu\beta\beta$ -Decay Amplitude // *Phys. Atom. Nucl.* 2000. V. 63. P. 1196–1199.
19. *Šimkovic F., Domin P., Semenov S. V.* The Single State Dominance Hypothesis and the Two-Neutrino Double Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  // *J. Phys. G.* 2001. V. 27. P. 2233–2240.

20. *Domin P., Kovalenko S., Šimkovic F., Semenov S. V.* Neutrino Accompanied  $\beta^\pm\beta^\pm$ ,  $\beta^+/\text{EC}$  and  $\text{EC}/\text{EC}$  Processes within Single State Dominance Hypothesis // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 753. P. 337–363.
21. *Shitov Yu. A.* Double-Beta-Decay Experiment NEMO-3. Preliminary Results of Phase I (2003–2004) // *Phys. Atom. Nucl.* 2006. V. 69. P. 2090–2095.
22. *Семенов С. В.* Вклад возбужденных  $1^+$ -состояний  $^{100}\text{Tc}$  в  $2\nu 2\beta$ -амплитуду  $^{100}\text{Mo}$  // *ЭЧАЯ.* 2017. Т. 48, вып. 6. С. 1005–1010.
23. *Tretyak V.* Investigation of  $^{100}\text{Mo}$  Two-Neutrino Double Beta Decay in NEMO-3 // *AIP Conf. Proc.* 2019. V. 2165. P. 020028.
24. *Семенов С. В.* Дифференциальные интенсивности  $2\nu 2\beta$ -перехода в  $^{100}\text{Mo}$  // *ЭЧАЯ.* 2018. Т. 49, вып. 4. С. 1237–1242.
25. *Arnold R. et al.* Detailed Studies of  $^{100}\text{Mo}$  Two-Neutrino Double Beta Decay in NEMO-3 // *Eur. Phys. J. C.* 2019. V. 79. P. 440.
26. *Semenov S. V.* Differential Intensities of  $2\nu 2\beta$ -Transitions in  $^{116}\text{Cd}$  // *AIP Conf. Proc.* 2007. V. 942. P. 67–71.
27. *Semenov S. V., Gaponov Yu. V., Šimkovic F., Dvornicky R.* Contribution of the Excited  $1^+$  States to the  $^{116}\text{Cd}$   $2\nu 2\beta$ -Transition Amplitude // *Proc. of the Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* / Ed. by I. M. Vyshnevskiy. Kyiv, 2007. P. 473–478.
28. *Danevich F. A. et al.* Search for  $2\beta$  Decay of Cadmium and Tungsten Isotopes: Final Results of the Solotvina Experiment // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 035501.
29. *Tretyak V. I., Zdesenko Yu. G.* Tables of Double-Beta Decay Data // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1995. V. 61. P. 43–90.
30. *Frekers D. et al.* High Energy-Resolution Measurement of the  $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$  Reaction for Double- $\beta$  Decay and for Solar Neutrinos // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. P. 014614.
31. *Semenov S. V., Šimkovic F., Dvornicky R., Bednyakov V. A.* Calculation of  $2\nu 2\beta$ -Transition Intensities in  $^{48}\text{Ca}$  // *Proc. of the 2nd Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*. Kyiv, 2009. P. 422–424.
32. *Arnold R. et al.* First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 182302.
33. *Athanassopoulos C. et al. (LSND Collab.).* Evidence for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations from the LSND Experiment at the Los Alamos Meson Physics Facility // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 3082–3085.
34. *Mention G., Fechner M., Lasserre T., Mueller T. A., Lhuillier D., Cribier M., Letourneau A.* Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 073006.
35. *Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.).* Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate with Gallium Metal. III. Results for the 2002–2007 Data-Taking Period // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 015807.
36. *Barinov V. V. et al. (BEST Collab.).* Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST). arXiv:2109.11482 [nucl-ex]. 2021. 6 p.
37. *Schneider A.* Constraining Noncold Dark Matter Models with the Global 21-cm Signal // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 063021.
38. *Bolton P. D., Deppisch F. F., Graf L., Šimkovic F.* Two-Neutrino Double Beta Decay with Sterile Neutrinos // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 103. P. 055019.