

## РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА СЕЧЕНИЯ НЕЙТРИННОГО ЗАХВАТА И ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД ЯДЕР $^{100}\text{Mo}$

Ю. С. Лютостанский<sup>1,\*</sup>, Г. А. Коротеев<sup>1,2</sup>,  
А. Ю. Лютостанский<sup>1</sup>, А. П. Осипенко<sup>1</sup>, В. Н. Тихонов<sup>1</sup>,  
А. Н. Фазлиахметов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Москва

<sup>3</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва

Представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  ядрами  $^{100}\text{Mo}$ . В расчетах использовались как экспериментальные данные по силовой функции  $S(E)$ , полученные в зарядово-обменных реакциях ( $^3\text{He}, t$ ), так и функции  $S(E)$ , вычисленные в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем. Исследовалось влияние резонансной структуры  $S(E)$  на рассчитываемое сечение захвата солнечных нейтрино, и выделены вклады каждого из резонансов в сечение захвата  $\sigma(E_\nu)$  ядром  $^{100}\text{Mo}$ . Рассчитан вклад всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Оценен вклад фоновых солнечных нейтрино в двойной бета-распад ядер  $^{100}\text{Mo}$ .

The paper presents the calculations of the cross section for the capture of solar neutrinos  $\sigma(E_\nu)$  by  $^{100}\text{Mo}$  nuclei. The calculations used both the experimental data on the strength function  $S(E)$  obtained in charge-exchange reactions ( $^3\text{He}, t$ ) and the functions  $S(E)$  calculated within the framework of the self-consistent theory of finite Fermi systems. The influence of the resonance structure  $S(E)$  on the calculated cross section for the capture of solar neutrinos was investigated, and the contributions of each of the resonances to the cross section for the capture of  $\sigma(E_\nu)$  by the  $^{100}\text{Mo}$  nucleus were distinguished. The contribution of all components of the solar neutrino spectrum is calculated. The contribution of background solar neutrinos to double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  nuclei is estimated.

PACS: 23.40.-s; 26.65.+t

### ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процессов взаимодействия нейтрино с конкретными атомными ядрами необходимо рассчитывать структуру зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  ядра, которая имеет резонанс-

---

\* E-mail: lutostansky@yandex.ru

ный характер. Экспериментально структура силовой функции  $S(E)$  наблюдается в реакциях перезарядки, таких как  $(p, n)$ ,  $(n, p)$ ,  $(^3\text{He}, t)$ ,  $(t, ^3\text{He})$ ,  $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$  и др., или в  $\beta$ -переходах ядер. В настоящей работе анализировались экспериментальные данные по силовой функции  $S(E)$  изотопов  $^{100}\text{Mo}$ , полученные в зарядово-обменной реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [1, 2], а также представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  этими ядрами. Выбор этого изотопа обусловлен интересом к его двойному бета-распаду и тем, что расчеты сечения захвата солнечных нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  ядрами  $^{100}\text{Mo}$  частично определяют фоны в этом процессе [3, 4].

Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{100}\text{Mo}$  при нейтринном захвате с последующим распадом образующегося  $^{100}\text{Tc}$  представлена на рис. 1. Видно, что образующиеся возбужденные состояния изотопа  $^{100}\text{Tc}$  распадаются в основное состояние, которое за время  $T_{1/2} = 15,5$  с переходит в  $^{100}\text{Ru}$ , что имитирует двойной бета-распад  $^{100}\text{Mo}$ . Это является фоновым событием в эксперименте по двойному бета-распаду  $^{100}\text{Mo}$ , определяемым в основном потоком солнечных нейтрино.

Для моделирования таких процессов нам в первую очередь надо рассчитать вероятность возбуждения состояний в ядре  $^{100}\text{Tc}$ , являю-

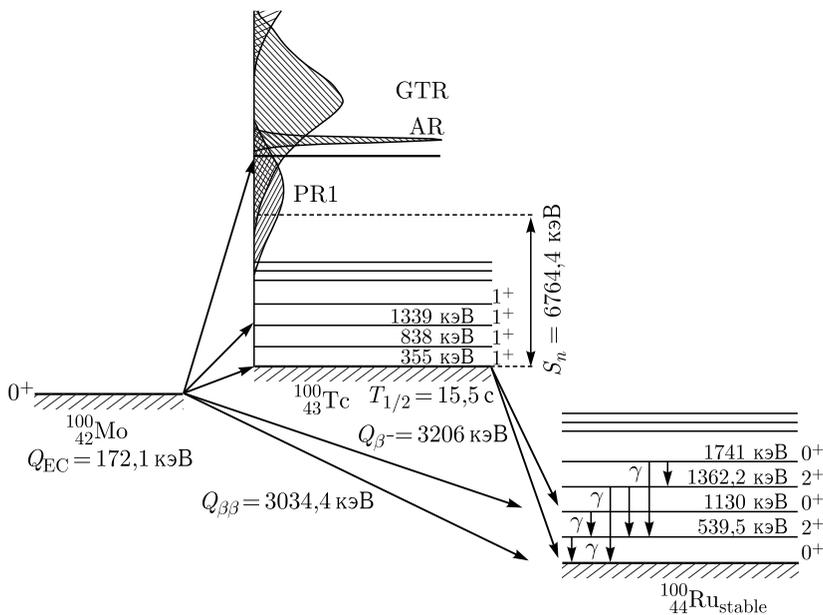


Рис. 1. Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{100}\text{Mo}$  в реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$

шихся изобарическими зарядово-обменными возбуждениями ядра  $^{100}\text{Mo}$ . Как видно из рис. 1, среди возбужденных состояний  $^{100}\text{Tc}$  наблюдаются интенсивные резонансы, такие как гамов-теллеровский (GTR) и аналоговый (AR) резонансы, а также менее интенсивные так называемые пигми-резонансы (PR), расположенные ниже по энергии.

В расчетах фоновых нейтринных событий для двойного бета-распада в данном случае решающее значение имеет малость разницы энергий между основными состояниями (g. s.) ядер  $^{100}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Tc}$  (см. рис. 1). Так  $\Delta E_{gs} = Q_{\text{EC}} = (172,1 \pm 1,4)$  кэВ [5], и это приводит к тому, что в процессе захвата солнечных нейтрино ядром  $^{100}\text{Mo}$  основную роль играют ( $pp$ ) солнечные нейтрино с меньшими энергиями, которых на порядки больше, чем более жестких нейтрино, что создает существенный фон.

## 1. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{100}\text{Mo}$

Резонансная структура зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{100}\text{Mo}$  представлена на рис. 2, где показаны экспериментальные данные по силовой функции, которые были получены в реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [2]. Данные на рис. 2 изображены в виде графика зависимости измеренной силовой функции  $S(E_x)$  от энергии возбуждения  $E_x$ . Выделенные на графике резонансы аппроксимированы Гауссом (G) и Брейтом-Вигнером (B-W). Также представлены суммарные зависимости  $S_{\text{GT}}(E) = S_{\text{GTR}} + S_{\text{PR1}}$  в двух аппроксимациях. К сожалению, в работе [2] данные по резонансам в табличном виде приведены не были, в

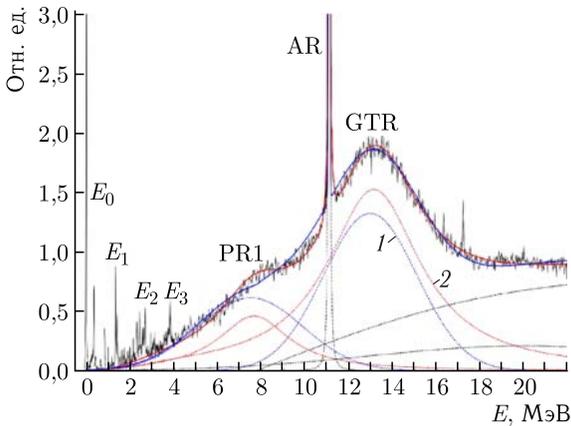


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Графики зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$ , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [2]. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонанс (PR1), аппроксимированные Гауссом (G) (голубая кривая, 1) и Брейтом-Вигнером (B-W) (красная кривая, 2)

отличие от работы [1]. Полученные нами из обработки экспериментальной зависимости  $S(E_x)$  энергии равны:  $E_{GTR} = 13,20$  МэВ для аппроксимаций G и B-W и  $E_{PR1} = 7,69$  МэВ в B-W-, и  $E_{PR1} = 7,52$  МэВ в G-аппроксимациях. В более ранней работе [1] низколежащие возбуждения представлены в табличном виде с энергиями (в МэВ):  $E_0 = 0,0$ ,  $E_1 = 1,4$  и  $E_2 = 2,6$ . Выше расположены  $E_{PR1} = 8,0$  МэВ и  $E_{GTR} = 13,3$  МэВ [1]. При малых энергиях самый интенсивный переход идет в основное состояние  $^{100}\text{Tc}$  с  $B_{GT} = 0,33$  [1], что сравнимо с данными [2], где  $B_{GT} = 0,348$ .

Основной вопрос был в нормировке  $S(E)$ , так как в работе [2] нет численных данных по зависимости  $B_{GT}$  от  $E_x$  в широком диапазоне значений энергии и суммарное значение  $\Sigma B_{GT}$  не приводится. Но в более ранней работе [1] было сказано, что сумма GT матричных элементов до энергии 18,8 МэВ равна 34,56 или 0,72 (72%) от максимально возможного значения  $3(N-Z) = 48$ , что связано с quenching-эффектом [6]. Для аналогового резонанса с энергией  $E_{AR} = 11,085$  МэВ [2] получен матричный элемент  $B_F = 15,97$ , что составляет 99,8% от  $(N-Z)$ .

Расчеты зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Mo}$  проводились в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем (ТКФС) [7, 8], как ранее для других ядер [9, 10]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля согласно [7, 8]. В расчетах использовались параметры  $f'_0$  и  $g'_0$  локального изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц, полученные недавно [11] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Непрерывная часть спектра функции  $S(E)$  рассчитывалась, как в [10], с уширением по Брейту-Вигнеру (см. [12]).

Расчетная зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$  для GT-возбуждений  $^{100}\text{Mo}$  представлена на рис. 3. Рассчитаны энергии резонансов  $E_{GTR} = 13,20$  МэВ,  $E_{PR1} = 8,09$  МэВ,  $E_{PR2} = 6,32$  МэВ и  $E_{PR3} = 4,65$  МэВ, а экспериментальное значение  $E_{GTR} \sim 13,3$  МэВ [1], т. е. разница с расчетным значением мала и равна 0,10 МэВ. Что касается наблюдаемого пигми-резонанса с энергией  $E_{PR1} = 8,0$  МэВ [1] в B-W- и  $E_{PR1} = 7,52$  МэВ [2] в G-аппроксимациях (см. рис. 2), то расчетное значение оказалось ближе к экспериментальному [1], чем к [2]. Отмеченные в более ранней работе [1] низколежащие возбуждения с энергиями  $E_1 = 1,4$  и  $E_2 = 2,6$  МэВ (см. рис. 2) получились и в настоящих расчетах как дублет с энергиями 1,30 и 1,42 МэВ и изобарическое состояние с  $E_2 = 2,70$  МэВ. Аналоговые резонансы считаются хорошо. Так, расчетное значение  $E_{AR} = 10,99$  МэВ, а экспериментальное  $E_{AR} = 11,085$  МэВ [2]. Разница составляет  $\Delta E_{AR} = 95$  кэВ, что сравнимо с нашими предыдущими расчетами [13] и [14].

Представленная на рис. 3 рассчитанная для GT-возбуждений силовая функция  $S(E)$  имеет непрерывный резонансный характер и нормирова-

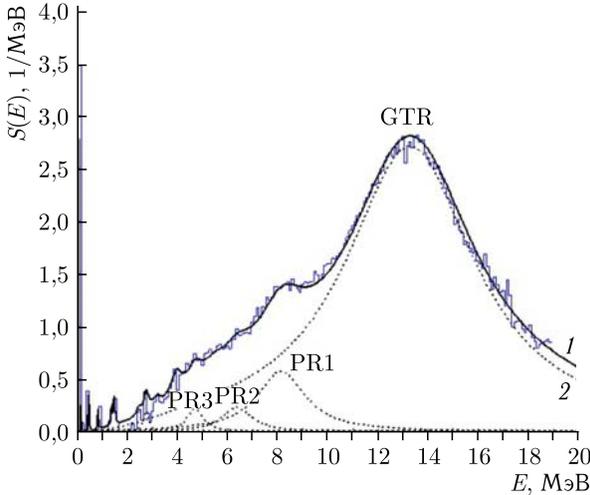


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Тс}$  для GT-возбуждений  $^{100}\text{Мо}$ . Сплошные линии: 1 (синяя линия) — экспериментальные данные [2], 2 (черные) — наш расчет по ТКФС; пунктирные кривые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3

лась, как в [12], согласно правилу сумм, для GT-переходов:

$$\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)] = e_q^2[3(N - Z)] \approx \int_0^{E_{\max}} S(E)dE = I(E_{\max}), \quad (1)$$

где  $E_{\max}$  — максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте. В расчетах для  $^{100}\text{Мо}$   $E_{\max} = 20$  МэВ и в эксперименте  $E_{\max} \approx 19$  МэВ [2]. Параметр  $q < 1$  в (1) определяет quenching-эффект (недобор в правиле сумм) и при  $q = 1$ ,  $\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = 3(N - Z)$ , что соответствует максимальному значению в правиле сумм. В ТКФС  $q = e_q^2$ , где  $e_q$  — эффективный заряд [7]. В работе [1] было получено  $q = 0,72$  (72%), что соответствует  $e_q = 0,85$  и не противоречит более ранним значениям  $e_q = 0,8$  [15] и  $e_q \approx 0,9$  [16].

## 2. СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРОМ $^{100}\text{Мо}$

Формула для сечения реакции  $(\nu_e, e^-)$ , зависящего от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$ , имеет вид [12]

$$\sigma(E_\nu) = \frac{(G_F g_A)^2}{\pi c^3 \hbar^4} \int_0^{E_\nu - Q} E_e p_e F(Z, A, E_e) S(x) dx,$$

$$E_e = E_\nu - Q - x + m_e c^2, \quad c p_e = \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2}, \quad (2)$$

где  $F(Z, A, E_e)$  — функция Ферми;  $S(E)$  — силовая функция,  $G_F/(\hbar c)^3 = 1,1663787(6) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$  — фермиевская константа слабого взаимодействия;  $g_A = -1,2723(23)$  — аксиально-векторная константа.

Скорость захвата нейтрино  $R$  (число поглощенных нейтрино за единицу времени) связана с потоком солнечных нейтрино и сечением поглощения следующей формулой:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{tot}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (3)$$

где для энергии  $E_{\max}$  можно ограничиться  $h\nu_{\text{her}}$  нейтрино (реакция  ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ ) с  $E_{\max} \leq 18,79 \text{ МэВ}$  или борными нейтрино (реакция  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ) с  $E_{\max} \leq 16,36 \text{ МэВ}$  [17]. Скорость захвата солнечных нейтрино представлена в SNU — это стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на  $10^{36}$  ядер мишени.

Численные значения расчетных скоростей захвата солнечных нейтрино  $R$  в реакции  ${}^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-){}^{100}\text{Tc}$  показывают, что основной вклад до  $\sim 85\%$   $pp$ -нейтрино (реакция  $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ ) с энергиями  $E_{\max} \leq 0,420 \text{ МэВ}$  [17] и неучет GTR приводит к сокращению сечения и скорости захвата на  $\approx 5\%$  в основном из-за малого вклада более энергичных  $h\nu_{\text{her}}$  и борных нейтрино, дающих основной вклад в области резонансов. Это мало по сравнению, например, с  ${}^{98}\text{Mo}$  [9], где вклад GTR составляет  $\approx 25,5\%$ , и объясняется тем, что значительная часть возбуждений дочернего ядра  ${}^{100}\text{Tc}$  приходится на основное состояние (см. рис. 2 и 3) за счет  $pp$ -нейтрино с малой энергией, которых на порядки больше в солнечном нейтринном спектре.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  на сечения захвата солнечных нейтрино ядром  ${}^{100}\text{Mo}$ . Проведен анализ известных экспериментальных данных по силовой функции  $S(E)$ , полученных в реакции  ${}^{100}\text{Mo}({}^3\text{He}, t){}^{100}\text{Tc}$  в 1997 [1] и в 2012 [2] гг. Новые значения энергий зарядово-обменных резонансов [2] немного отличаются от полученных ранее [1], зато ранее была опубликована таблица энергий и матричных элементов возбужденных состояний, в том числе и наблюдаемых резонансов, а в более поздней работе таких данных нет. Мы обработали экспериментальные силовые функции и получили численные данные, которые сравнили с расчетами силовой функции  $S(E)$ , проведенными в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем. Сравнение расчетов функции  $S(E)$

с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие как по энергиям, так и по высотам резонансных пиков. Сумма рассчитанных квадратов матричных элементов возбужденных состояний согласуется с теоретическим правилом сумм с эффективным зарядом  $e_q = 0,85$  или  $q \approx 0,72$ , что соответствует наблюдаемому параметру quenching-эффекта — недобору в правиле сумм, представленному в [1].

Проведены расчеты сечений захвата  $\sigma(E)$  для солнечных нейтрино, и проанализирован вклад всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Показано слабое влияние резонансной структуры на величины рассчитываемых  $\sigma(E)$ , существенно меньшее, чем у других ядер. Это объясняется тем, что основной вклад до  $\sim 85\%$  в реакции  $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$  дают  $pp$ -нейтрино с энергиями  $E_{\text{max}} \leq 0,420$  МэВ, которых на порядок больше и резонансная область энергий не затрагивается. Вследствие этого должен быть существенный вклад от солнечных нейтрино в двойной бета-распад  $^{100}\text{Mo}$  в  $^{100}\text{Ru}$ , превышающий аналогичные вклады для других известных изотопов, участвующих в двойном бета-распаде [3, 18].

Авторы благодарны И. Н. Борзову, М. Д. Скорохатову, А. К. Выборову, Л. В. Инжечкику и Н. В. Клочковой за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта отделения нейтринных процессов НИЦ «Курчатовский институт».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akimune H., Ejiri H., Fujiwara M., Daito I., Inomata T., Hazama R., Tamii A., Toyokawa H., Yosoi M. GT Strengths by ( $^3\text{He}, t$ ) Reactions and Nuclear Matrix Elements for Double Beta Decays // Phys. Lett. B. 1997. V. 394. P. 23–28.
2. Thies J. H., Adachi T., Dozono M., Ejiri H., Frekers D., Fujita H., Fujita Y., Fujiwara M. et al. High-Resolution  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  Charge-Exchange Experiment and the Impact on Double- $\beta$  Decays and Neutrino Charged-Current Reactions // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. P. 044309.
3. Ejiri H., Elliott S. R. Solar Neutrino Interactions with the Double- $\beta$  Decay Nuclei  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ , and  $^{150}\text{Nd}$  // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 055501.
4. Ejiri H., Engel J., Hazama R., Krastev P., Kudomi N., Robertson R. G. H. Spectroscopy of Double-Beta and Inverse-Beta Decays from  $^{100}\text{Mo}$  for Neutrinos // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2917–2920.
5. Wang M., Audi G., Kondev F. G., Huang W. J., Naimi S., Xing Xu. The 2016 Atomic Mass Evaluation (Ame2016) // Chin. Phys. C. 2017. V. 41. P. 030003.
6. Arima A. History of Giant Resonances and Quenching // Nucl. Phys. A. 1999. V. 649. P. 260c–270c.
7. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983. 432 с.
8. Borzov I. N., Fayans S. A., Trykov E. L. Gamow–Teller Strength Functions of Superfluid Odd- $A$  Nuclei and Neutrino Capture Reactions // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 335–361.

9. *Лютостанский Ю. С.* Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции // ЯФ. 2019. Т. 82, № 5. С. 440–448.
10. *Лютостанский Ю. С., Тихонов В. Н.* Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции и сечения нейтринного захвата изотопов  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{127}\text{I}$  // ЯФ. 2018. Т. 81, № 5. С. 515–524.
11. *Лютостанский Ю. С.* Зарядово-обменные изобарические резонансы и параметры локального взаимодействия // ЯФ. 2020. Т. 83, № 1. С. 34–39.
12. *Lutostansky Yu. S., Shul'gina N. B.* Strength Function of  $^{127}\text{Xe}$  and Iodine–Xenon Neutrino Detector // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430–432.
13. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* Изобарические конфигурационные  $0^+$ -состояния, протон-нейтронная дырка в сферических ядрах // ЯФ. 1972. Т. 16, вып. 3. С. 484–496.
14. *Лютостанский Ю. С., Тихонов В. Н.* Феноменологическое описание кулоновских энергий для среднетяжелых и сверхтяжелых ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79, № 4. С. 466–471.
15. *Пятов Н. И., Фаянс С. А.* Зарядово-обменные возбуждения ядер // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 953–1019.
16. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* О возможном существовании  $1^+$ -резонанса в реакции перезарядки сферических ядер // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15, вып. 3. С. 173–175.
17. *Essig R., Sholapurkar M., Yu T.-T.* Solar Neutrinos as a Signal and Background in Direct-Detection Experiments Searching for Sub-GeV Dark Matter with Electron Recoils // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 095029.
18. *Frekers D., Alanssari M.* Charge-Exchange Reactions and the Quest for Resolution // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 1–77.