

## РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ МОЛИБДЕНА 98 И 100

© 2022 г. Ю. С. Лютостанский<sup>1)\*</sup>, Г. А. Коротеев<sup>1),2),3)</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>

Поступила в редакцию 04.10.2021 г.; после доработки 20.12.2021 г.; принята к публикации 21.12.2021 г.

В работе представлены зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  изотопов  $^{98,100}\text{Mo}$ . Проанализированы как экспериментальные данные по силовым функциям  $S(E)$ , полученные в реакциях  $(p, n)$  и  $(^3\text{He}, t)$ , так и силовые функции  $S(E)$ , рассчитанные в микроскопической теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции  $S(E)$ , выделены гамов-теллеровский, аналоговый и пигми-резонансы. Исследуется quenching-эффект, недобор в правиле сумм, изменяющий нормировку силовой функции  $S(E)$ . Отмечено, что резонансная структура силовой функции  $S(E)$  имеет определяющее значение для расчета и анализа процесса захвата нейтрино атомными ядрами.

DOI: 10.31857/S0044002722030126

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве задач ядерной физики при исследовании процессов перезарядки с конкретными атомными ядрами необходимо рассчитывать структуру зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ , которая имеет резонансный характер. Резонансная структура наблюдается практически во всех реакциях перезарядки [1–3]. Наиболее интенсивным является гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR), рассчитанный в [4, 5] до его экспериментального исследования [6, 7]. Ниже GTR (см. рис. 1, 2) расположен изобарический аналоговый резонанс (AR), а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [8], которые важны в реакциях перезарядки [9, 10] и в процессах, связанных с  $\beta$ -распадом [11]. Соответственно эти зарядово-обменные резонансы проявляются в силовой функции  $S(E)$ . Учет зарядово-обменных резонансов в силовых функциях [2, 3] может существенно изменить результат вычисления сечения реакции перезарядки, в том числе сечения  $\sigma(E_\nu)$  захвата нейтрино атомными ядрами [10, 12].

В настоящей работе проведен анализ экспериментальных данных по силовым функциям  $S(E)$  изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ , полученным в

зарядово-обменных реакциях  $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$  [13] и  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [14, 15]. Эти изотопы рассматривались ранее как в связи с геохимическими исследованиями  $^{98}\text{Mo}$  (см. книгу Дж. Бакала [16]), так и в связи с двойным бета-распадом  $^{100}\text{Mo}$  [1, 17], где захват солнечных нейтрино является фоновым процессом при исследовании двойного бета-распада этого ядра.

Отметим, что у изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  энергетические пороги для соседних ядер-изобар  $^{98}\text{Tc}$  и  $^{100}\text{Tc}$  сильно различаются. Так, энергия  $Q_\beta$  для изотопа  $^{98}\text{Tc}$  равна  $Q_\beta = 1684 \pm 3$  кэВ, а для  $^{100}\text{Tc}$   $Q_{\text{EC}} = 172.1 \pm 1.4$  кэВ [18], и это приводит к тому, что в процессе захвата солнечных нейтрино ядром  $^{98}\text{Mo}$  основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре  $^{100}\text{Mo}$  — нейтрино с меньшими энергиями, которых на порядки больше.

### 2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

В зарядово-обменных реакциях, в том числе в реакции нейтринного захвата на изотопах  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ , образуются нестабильные ядра-изобары  $^{98}\text{Tc}$  и  $^{100}\text{Tc}$  в возбужденных состояниях, которые далее могут распадаться по различным каналам.

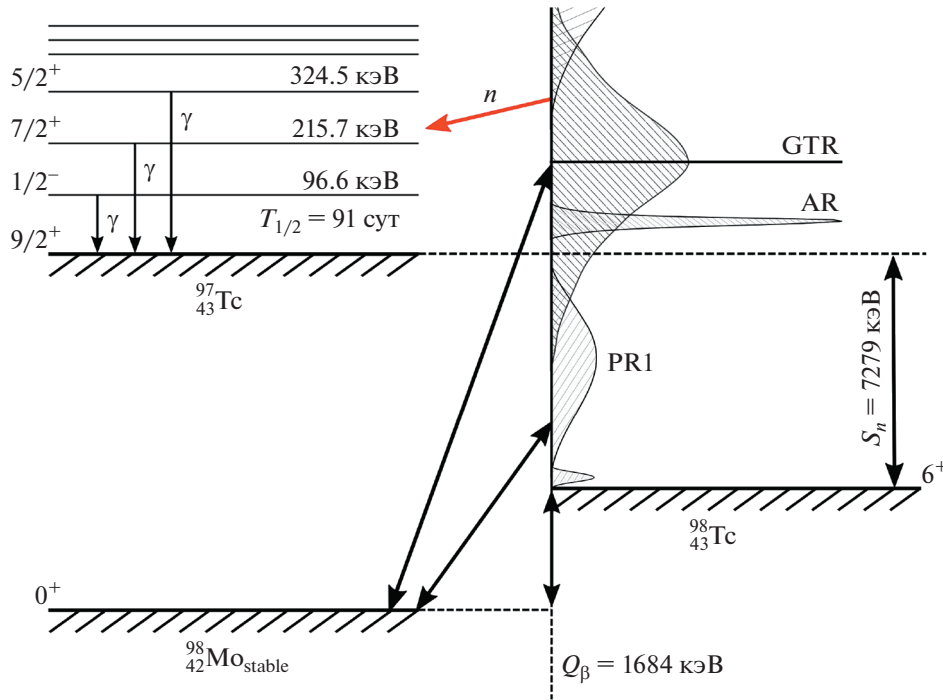
Возбужденные изобарические состояния изотопа  $^{98}\text{Mo}$ , наблюдающиеся в соседнем ядре  $^{98}\text{Tc}$ , показаны на рис. 1, где также показаны изотопы, образующиеся в результате зарядово-обменных реакций. Экспериментальные данные были получены в зарядово-обменной реакции  $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

<sup>3)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

\*E-mail: lutostansky@yandex.ru



**Рис. 1.** Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{98}\text{Mo}$  в реакции  $^{98}\text{Mo}(p,n)^{97}\text{Tc}$  с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп  $^{97}\text{Tc}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенный ниже пигми-резонанс (PR1);  $S_n$  — энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{98}\text{Tc}$ .

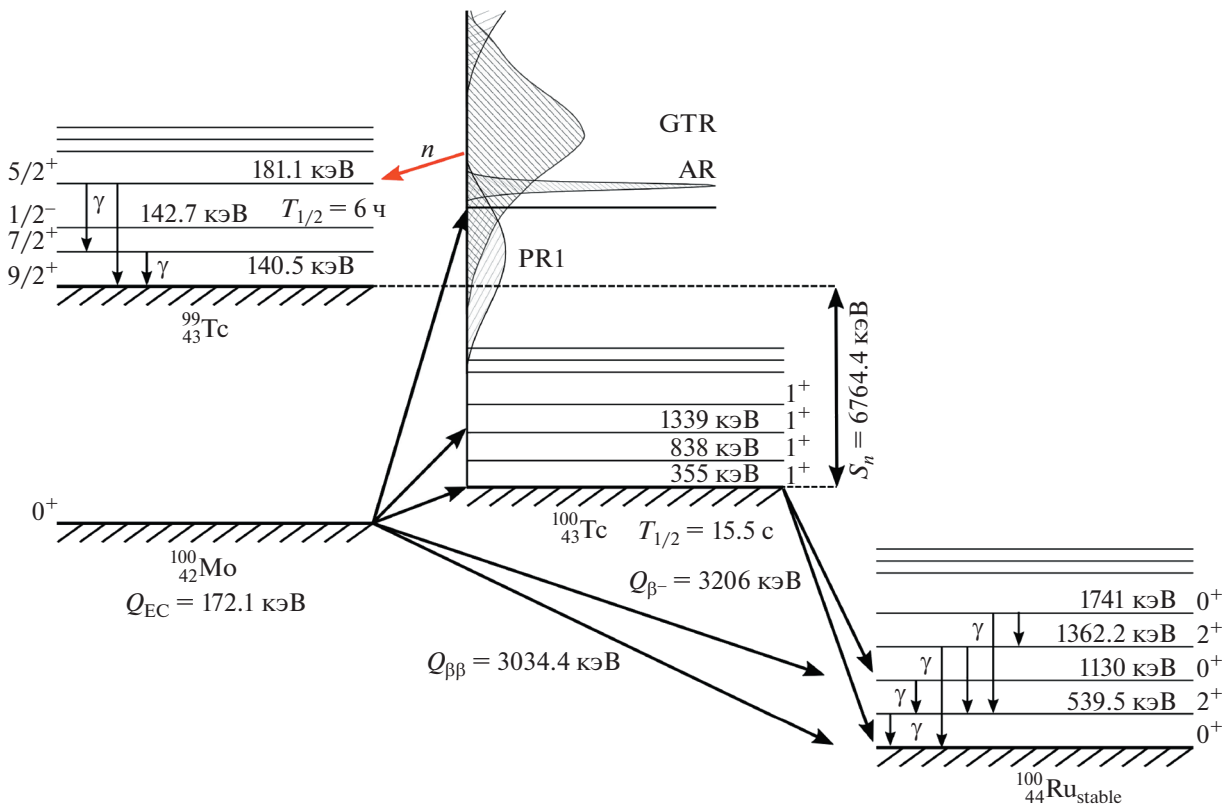
[13], и была получена зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  до энергии возбуждения  $E_x = 18 \text{ МэВ}$ . Было получено, что полная сумма квадратов GT-матричных элементов  $B(\text{GT})$  до энергии  $18 \text{ МэВ}$  равна  $28 \pm 5$  [13], что составляет  $0.67 \pm 0.08$  от максимального значения  $3(N - Z) = 42$ , которое дает правило сумм для GT-возбуждений ядра  $^{98}\text{Mo}$ . Т.е. наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений, так называемый quenching-эффект (Q) [19].

Графики зависимости зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  от энергии возбуждения  $E$  образующегося ядра  $^{98}\text{Tc}$ , полученные из обработки экспериментальных данных по рассеянию протонов на ядрах  $^{98}\text{Mo}$  в реакции  $^{98}\text{Mo}(p,n)^{98}\text{Tc}$  [13], представлены на рис. 3. На этих графиках выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс — GTR и пигми-резонанс — PR, аппроксимированные Гауссом (G) и Брейт-Вигнером (B-W). Также представлены суммарные зависимости  $S_{\text{GT}}(E) = S(\text{GTR}) + S(\text{PR1})$  в двух аппроксимациях. Получены энергии  $E_{\text{GTR}} = 12.41 \text{ МэВ}$  для (G)- и (B-W)-аппроксимаций и  $E_{\text{PR}} = 6.78 \text{ МэВ}$  в (B-W), и  $E_{\text{PR}} = 6.71 \text{ МэВ}$  в (G)-аппроксимациях. Данные из [13]:  $E_{\text{GTR}} \approx 12.3 \text{ МэВ}$ ,  $E_{\text{AR}} = 9.7 \text{ МэВ}$ , а данные по энергиям PR не представлены. Отметим низколежащие состояния в  $^{98}\text{Tc}$  с энергиями возбуждения  $E_x = 0.13 \text{ МэВ}$  (B-W) и  $E_x = 0.30 \text{ МэВ}$

(G), которые в реакции  $(p,n)$  наблюдаются как один пигми-резонанс (см. рис. 3).

На рис. 1 и 3 также представлена энергия отрыва нейтрона  $S_n = 7279 \pm 5 \text{ кэВ}$  [18] для изотопа  $^{98}\text{Tc}$ . Видно, что в область энергий возбуждения  $E_x > S_n$  попадают резонансные состояния, входящие в тонкую структуру GTR, и соответственно пик GTR будет распадаться в изотоп  $^{97}\text{Tc}$  с эмиссией нейтрона. При этом будет заселяться основное состояние  $^{97}\text{Tc}$  ( $9/2^+$ ) со временем жизни  $4.21 \times 10^6$  лет, а не первое возбужденное состояние с энергией  $96.6 \text{ кэВ}$  ( $1/2^-$ ) и временем жизни  $91.0 \text{ сут}$ . Среди последующих гамма-распадов возбужденных состояний изотопа  $^{97}\text{Tc}$  (см. рис. 1) будут доминировать переходы с уровней  $7/2^+$  и  $5/2^+$  в основное  $9/2^+$ -состояние  $^{97}\text{Tc}$  с энергиями  $215.7$  и  $324.5 \text{ кэВ}$  [20] соответственно.

Возбужденные изобарические состояния изотопа  $^{100}\text{Mo}$ , наблюдающиеся в соседнем ядре  $^{100}\text{Tc}$ , показаны на рис. 2, где также показаны и изотопы, образующиеся в результате зарядово-обменных реакций, в том числе и нейтринных захватов ядром  $^{100}\text{Mo}$ , и последующих распадов. Показаны два типа распадов образующегося изотопа  $^{100}\text{Tc}$ : 1) распад в  $^{99}\text{Tc}$  с эмиссией нейтрона из возбужденных состояний  $^{100}\text{Tc}$  с энергией, превышающей  $S_n = 6764.4 \pm 1.0 \text{ кэВ}$  [18] для изотопа  $^{100}\text{Tc}$  с



**Рис. 2.** Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{100}\text{Mo}$  в реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  с распадом высоколежащих возбуждений  $^{100}\text{Tc}$  в стабильный изотоп  $^{99}\text{Tc}$  с эмиссией нейтрона и распадом  $^{100}\text{Tc}$  в изотоп  $^{100}\text{Ru}$ , имитирующим двойной бета-распад  $^{100}\text{Mo}$ . Обозначены: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенный ниже пигми-резонанс (PR1);  $S_n$  — энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{100}\text{Tc}$ .

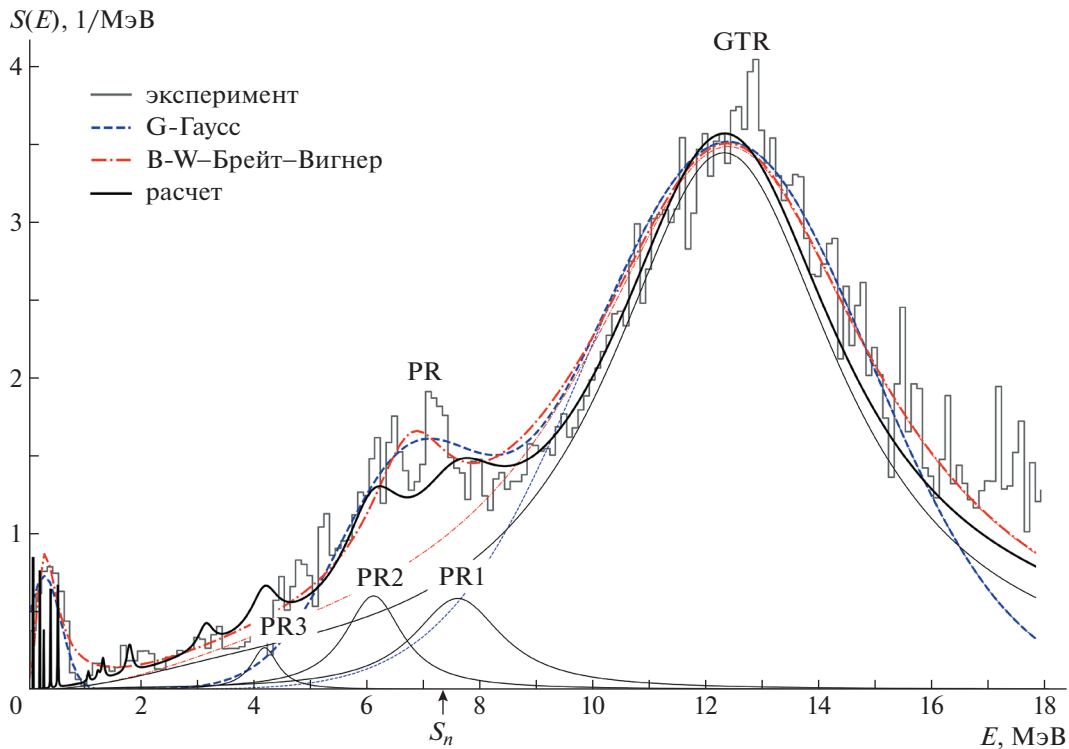
последующими гамма-распадами в  $^{99}\text{Tc}$ , и 2) бета-распад из основного (g.s.) состояния ядра  $^{100}\text{Tc}$  в основное и возбужденные состояния ядра  $^{100}\text{Ru}$ , после того как распадутся в g.s. состояние  $^{100}\text{Tc}$  все возбуждения с энергиями  $E_x < S_n$ . Таким образом, довольно быстрое (для изотопа  $^{100}\text{Tc}$   $T_{1/2} = 15.5$  с) появление стабильного изотопа  $^{100}\text{Ru}$  в процессе захвата солнечных нейтрино ядром  $^{100}\text{Mo}$  будет имитировать процесс двойного бета-распада этого ядра с энергией  $Q_{\beta\beta} = 3034.4$  кэВ [21] и будет фоновым процессом в соответствующем эксперименте. Это аналогично фоновому процессу от солнечных нейтрино в эксперименте GERDA (LEGEND) с детектором из сверхчистого  $^{76}\text{Ge}$  (подробнее см. в работе [22]).

Экспериментальные данные по силовой функции были получены в зарядово-обменной реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [14, 15]. Более точные данные из последней работы [15] представлены на рис. 4 в виде графика зависимости измеренной силовой функции  $S(E_x)$  от энергии возбуждения  $E_x$ . Получены энергии  $E_{\text{GTR}} = 13.20$  МэВ для (G)- и (B-W)-аппроксимаций и  $E_{\text{PR1}} = 7.69$  МэВ в (B-

W), и  $E_{\text{PR1}} = 7.52$  МэВ в (G)-аппроксимациях. В более ранней работе [14] 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  $E(\text{PR1}) = 8.0$  МэВ и  $E(\text{GTR}) = 13.3$  МэВ [14]. При малых энергиях самый интенсивный переход идет в основное состояние  $^{100}\text{Tc}$  с  $B(\text{GT}) = 0.33$  [14], что сравнимо с данными [15], где  $B(\text{GT}) = 0.348$ .

Основной вопрос был в нормировке  $S(E)$ , так как в работе [15] нет численных данных по зависимости  $B(\text{GT})$  от  $E_x$  в широком диапазоне энергий и суммарное значение  $\Sigma B(\text{GT})$  не приводится. Но в более ранней работе [14] было сказано, что сумма GT-матричных элементов до энергии 18.8 МэВ равна 34.56 или 0.72 (72%) от  $3(N - Z) = 48$ , что на 7.5% больше, чем для  $^{98}\text{Tc}$  [13], и это обсуждается ниже в связи с quenching-эффектом. Для аналогового резонанса с энергией  $E_{\text{AR}} = 11.085$  МэВ [15] получен матричный элемент “ $B(F) = 15.97$ ”, что составляет 99.81% от  $(N - Z)$ .

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по зарядово-обменным силовым функциям  $S(E)$  изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  можно сделать вывод,



**Рис. 3.** Графики зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  изотопа  $^{98}\text{Tc}$ , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции  $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$  [13] и рассчитанные по ТКФС. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонанс (PR), аппроксимированные Гауссом (G) — штриховая кривая и Брейт-Вигнером (B-W) — штрихпунктирная; также представлены расчетные функции  $S(E)$  с пигми-резонансами PR1, PR2 и PR3.

что силовые функции  $S(E)$  этих изотопов близки по структуре, но сечения захвата солнечных нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  у них должны сильно различаться из-за того, что различаются энергетические пороги  $Q_\beta$  для соседних ядер-изобар  $^{98}\text{Tc}$  и  $^{100}\text{Tc}$ .

### 3. РАСЧЕТЫ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

Зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  изотопов  $^{98,100}\text{Mo}$  рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [23], как ранее для других ядер [2, 3, 10]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля согласно [23, 24]. Расчеты проводились в координатном представлении, как в [25], с учетом спаривания в одночастичном базисе. Базис брался в модели Вудса-Саксона с последующей итерационной процедурой построения ядерного потенциала. Пренебрегалось эффектами изменения спаривательной щели во внешнем поле, т.е. полагалось  $d_{pn}^1 = d_{pn}^2 = 0$ , что оправдано для внешних полей с нулевыми диагональными элементами (см. [23], с. 200).

В настоящей работе использовался упрощенный вариант работы [24] — частичное согласование с локальным взаимодействием и  $m^* = m$  для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F^\omega$  в форме Ландау-Мигдала [23]:

$$F^\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\sigma_1\sigma_2))(\tau_1\tau_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ фм}^3$  ( $\rho$  — средняя плотность ядерной материи),  $f'_0$  и  $g'_0$  — параметры изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц соответственно. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами, и, в данном случае, использовались значения

$$f'_0 = 1.351 \pm 0.027 \quad \text{и} \quad g'_0 = 1.214 \pm 0.048, \quad (2)$$

полученные недавно [26] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии  $E_i$  и квадраты матричных элементов  $M_i^2$  возбужденных изобарических состояний дочерних ядер  $^{98,100}\text{Tc}$ , образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции  $S(E)$  рассчитывалась как в [10] с уширением по Брейт-Вигнеру (см. [27]).

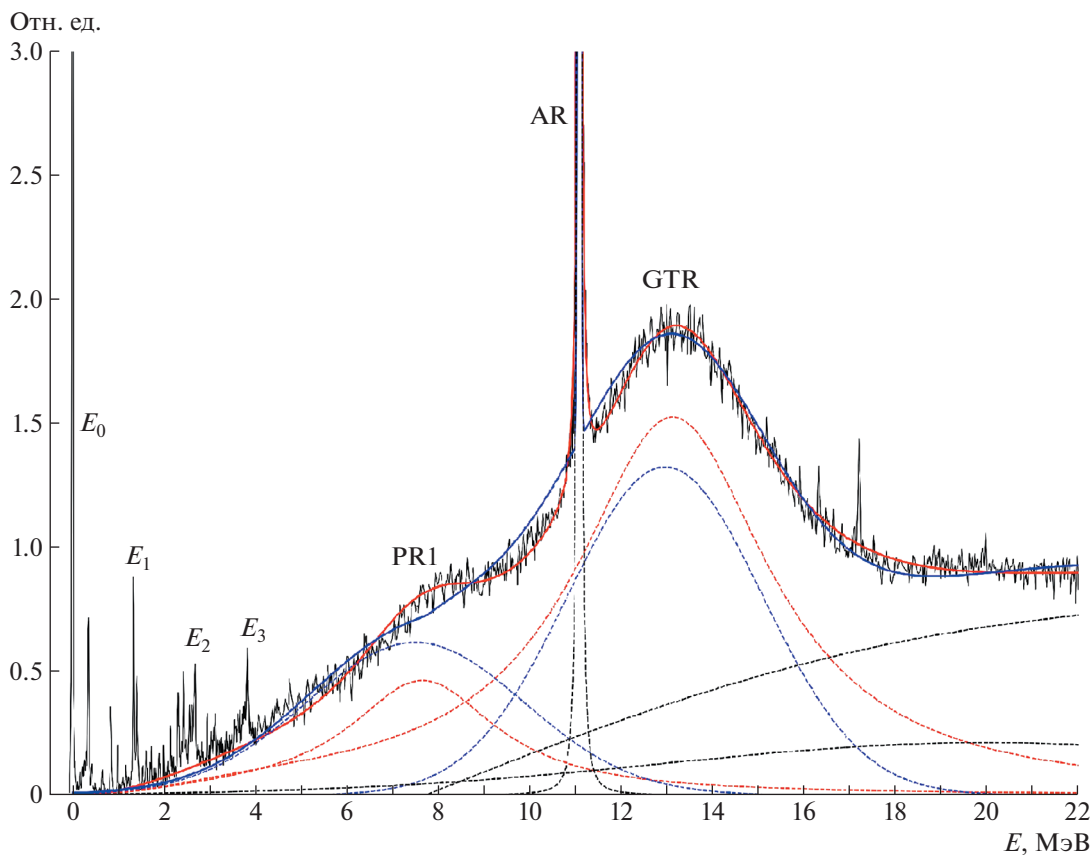


Рис. 4. Графики зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$ , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$  [15]. Обозначения такие же, что на рис. 3.

Расчетная зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{98}\text{Tc}$  для GT-возбуждений  $^{98}\text{Mo}$  представлена на рис. 3. Рассчитаны энергии резонансов —  $E_{\text{GTR}} = 12.45$  МэВ,  $E_{\text{PR1}} = 7.32$  МэВ,  $E_{\text{PR2}} = 6.10$  МэВ и  $E_{\text{PR3}} = 4.40$  МэВ, а экспериментальное значение —  $E_{\text{GTR}} \sim 12.3$  МэВ [13], т.е. разница с расчетным значением невелика и равна 0.15 МэВ. Что касается наблюдаемого пигми-резонанса с энергией  $E_{\text{PR}} = 6.78$  МэВ в (B-W), то в расчетах получились два близлежащих резонанса PR1 и PR2, что похоже на тонкую структуру наблюдаемого PR-пика. При энергиях 1.82 и 3.16 МэВ в наших расчетах есть небольшие резонансы, которые соответствуют малым пикам в районе 2.1 и 3.4 МэВ, наблюдаемым в эксперименте [13]. При малых энергиях возбуждения с  $E_x < 1$  МэВ в расчетной силовой функции  $^{98}\text{Tc}$  есть несколько возбужденных состояний, которые могут соответствовать наблюдаемому низколежащим возбуждениям  $^{98}\text{Tc}$ . Расчетное значение  $E_{\text{AR}} = 9.78$  МэВ, а экспериментальное  $E_{\text{AR}} = 9.7$  МэВ [13]. Разница составляет  $\Delta E_{\text{AR}} = 80$  кэВ, что сравнимо с нашими предыдущими расчетами по ТКФС с  $\Delta E_{\text{AR}} = 110$  кэВ [28] и с феноменологическим подходом [29].

Расчетная зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$  для GT-возбуждений  $^{100}\text{Mo}$  представлена на рис. 5. Рассчитаны энергии резонансов —  $E_{\text{GTR}} = 13.20$  МэВ,  $E_{\text{PR1}} = 8.09$  МэВ,  $E_{\text{PR2}} = 6.32$  МэВ и  $E_{\text{PR3}} = 4.65$  МэВ, а экспериментальное значение —  $E_{\text{GTR}} \sim 13.3$  МэВ [14], т.е. разница с расчетным значением мала и равна 0.10 МэВ. Что касается наблюдаемого пигми-резонанса с энергией  $E_{\text{PR1}} = 8.0$  МэВ [14] в (B-W)- и  $E_{\text{PR1}} = 7.52$  МэВ [15] в (G)-аппроксимациях (см. рис. 4), то расчетное значение оказалось ближе к экспериментальному [14], чем к [15]. Отмеченные в более ранней работе [14] низколежащие возбуждения с энергиями  $E_1 = 1.4$  и  $E_2 = 2.6$  МэВ (см. рис. 4) 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  $E_{\text{AR}} = 10.99$  МэВ, а экспериментальное  $E_{\text{AR}} = 11.085$  МэВ [15]. Разница составляет  $\Delta E_{\text{AR}} = 95$  кэВ, что сравнимо с нашими предыдущими расчетами [28, 29].

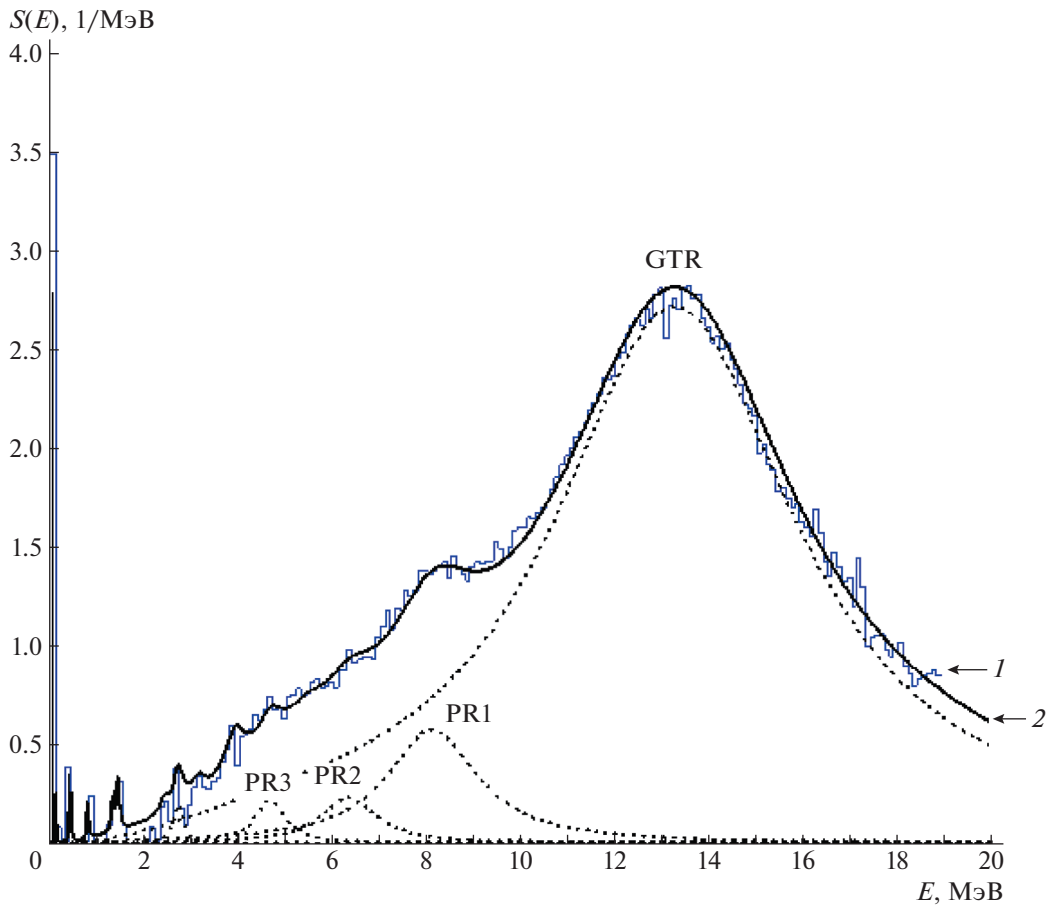


Рис. 5. Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$  для GT-возбуждений  $^{100}\text{Mo}$ . Сплошные кривые: 1 — экспериментальные данные [15], 2 — наш расчет по ТКФС; точечные — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

#### 4. НОРМИРОВКА СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ И QUENCHING-ЭФФЕКТ

Представленные на рис. 3, 5 и рассчитанные для GT-возбуждений силовые функции  $S(E)$  имеют непрерывный резонансный характер, и они нормировались, как в [27], согласно правилу сумм для GT-переходов:

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

Здесь  $E_{\max}$  — максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте,  $S(E)$  — зарядово-обменная силовая функция. В настоящих расчетах использовалось значение  $E_{\max} = 20$  МэВ для  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ , а в экспериментах  $E_{\max} = 18$  [13] и  $E_{\max} \approx 19$  МэВ [15] соответственно. Параметр  $q < 1$  в (3) определяет quenching-эффект и при  $q = 1$ ,  $\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = 3(N -$

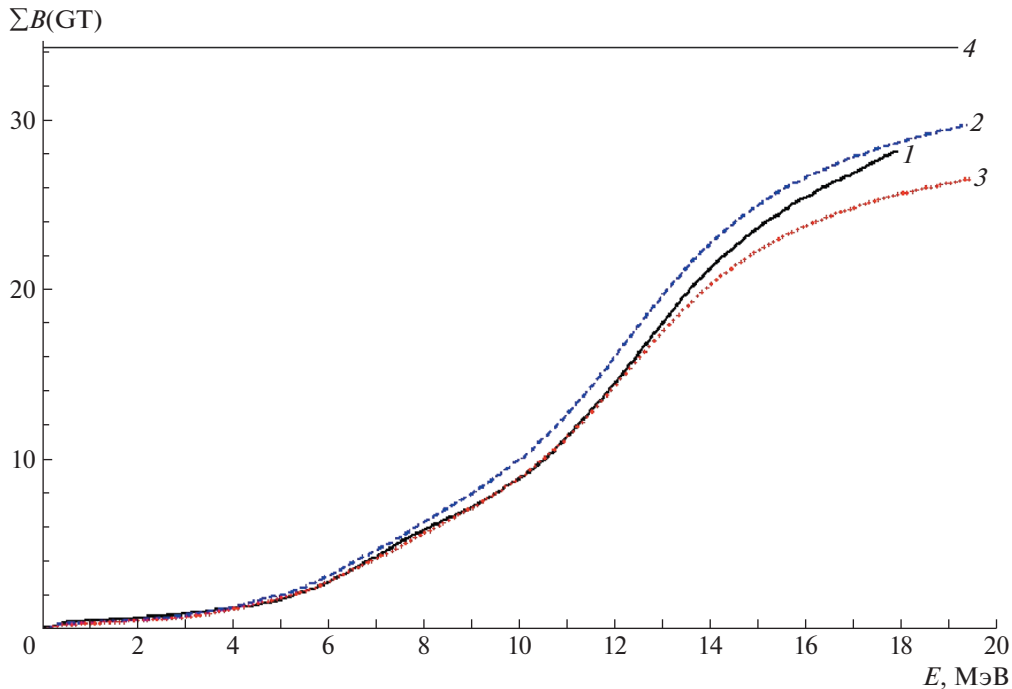
$- Z)$ , что соответствует максимальному значению. В ТКФС  $q = e_q^2$ , где  $e_q$  — эффективный заряд [23].

В общем случае соотношение (3) заменяется на сумму по всем зарядово-обменным GT-возбуждениям — правило сумм Икеды (Ikeda sum rule) [30] — и суммирование идет по всем изобарическим  $\text{GT}^\pm$ -состояниям:

$$\begin{aligned} \Sigma B_i(\text{GT}^-) - \Sigma B_i(\text{GT}^+) &= \quad (4) \\ &= S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N - Z). \end{aligned}$$

Здесь  $B_i(\text{GT}^-)$  и  $B_i(\text{GT}^+)$  — квадраты матричных элементов (см. (3)) GT-переходов с уменьшением и увеличением изоспина, т.е. в данном случае переходов  $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$  ( $\text{GT}^-$ ) и  $\text{Mo} \rightarrow \text{Nb}$  ( $\text{GT}^+$ ) соответственно. Очевидно, что в нашем случае переходы  $\text{Mo} \rightarrow \text{Nb}$  не реализуются и остается только  $\Sigma B_i(\text{GT}^-)$  как в (3). Правило сумм (4) хорошо работает в легких ядрах, где существенны оба типа изобарических возбуждений [31, 32].

В теории конечных ферми-систем правило сумм для зарядово-обменных возбуждений перенорми-



**Рис. 6.** Зависимость суммы  $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$  изотопа  $^{98}\text{Mo}$  от значения энергии  $E$ , отсчитываемой в  $^{98}\text{Tc}$ . Кривые: 1 — экспериментальные данные [13], 2 — наш расчет по ТКФС с  $e_q = 0.90$ , 3 — наш расчет с  $e_q = 0.80$ , 4 — максимальные значения суммы  $\Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)]$  с  $q = e_q^2 = 0.9^2 = 0.81$ .

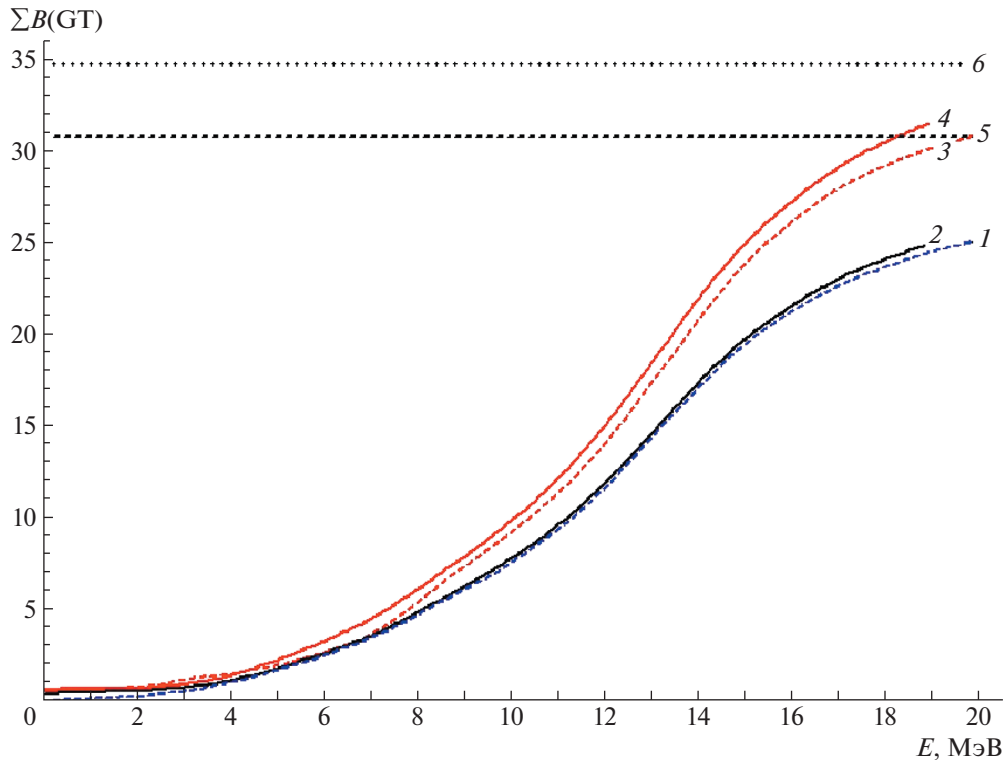
руется введением эффективного заряда квазичастиц  $e_q$  [23], что связано с перенормировкой эффективного поля взаимодействующих квазичастиц ферми-жидкости по Л.Д. Ландау [33]. Эффективный заряд не должен превышать единицу и, как показал А.Б. Мигдал [34], общий перенормировочный множитель  $a < 1$  ( $q < 1$ ). В нашем случае для фермиевских переходов  $e_q(F) = 1$ , а для гамовтеллеровских  $e_q(\text{GT}) = 1 - 2\zeta_S$  (см. [23, с. 223]), где  $\zeta_S > 0$  — эмпирический параметр. Таким образом, в нашем случае  $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ -переходов эффективный заряд  $e_q = e_q(\text{GT})$  является параметром, извлекаемым из экспериментальных данных.

На рис. 6 представлена зависимость суммы  $\Sigma B_i(\text{GT})$  (3) для изотопа  $^{98}\text{Mo}$  от переменного значения энергии  $E$ , отсчитываемой в  $^{98}\text{Tc}$ . Как видно, экспериментальные данные лучше описываются расчетами со значениями эффективного заряда  $e_q = 0.9$  ( $q = 0.81$ ), но в области энергий до 14 МэВ более близкими к экспериментальным данным оказываются расчеты с  $e_q = 0.8$  ( $q = 0.64$ ). При больших энергиях кривая расчетов асимптотически стремится к значению  $q[3(N - Z)] = q42$  при  $q = e_q^2 = 0.9^2 = 0.81$  (81%).

На рис. 7 представлена зависимость суммы  $\Sigma B_i(\text{GT})$  (3) для изотопа  $^{100}\text{Mo}$  от переменного

значения энергии  $E$ , отсчитываемой в  $^{100}\text{Tc}$ . Ситуация в данном случае сложнее, чем для  $^{98}\text{Mo}$ , так как имеются данные по двум экспериментам [14] и [15], немного различающиеся между собой в плане нормировки силовой функции  $S(E)$ . Так, в работе [14] получена сумма GT-матричных элементов до энергии 18.8 МэВ, равная 34.56 или  $q = 0.72$ , или 72% от  $3(N - Z) = 48$ , что на 7.5% больше, чем для  $^{98}\text{Tc}$  [13], и соответствует значению  $e_q = 0.85$ , а в работе [15] нет данных по зависимости  $B(\text{GT})$  от  $E_x$  для всех представленных энергий и суммарное значение  $\Sigma B(\text{GT})$  не приводится. Мы провели расчеты GT-силовой функции  $S(E)$  для двух вариантов нормировки с  $e_q = 0.80$  ( $q = e_q^2 = 0.64$ ) и с  $e_q = 0.85$  ( $q = 0.723$ ). Как видно из рис. 7, два варианта расчетов хорошо описывают оба эксперимента и очевидно, что требуется уточнение нормировки GT-силовой функции для эксперимента [15] в области энергий до 20 МэВ, отсчитываемых в изотопе  $^{100}\text{Tc}$ .

Таким образом, для двух изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  получены близкие значения нормировки GT-силовых функций или значений  $\Sigma B_i(\text{GT})$  (см. (3)), от  $q = e_q^2 = 0.64$  ( $e_q = 0.80$ ) до  $q = 0.81$  ( $e_q = 0.90$ ), что подтверждает наличие quenching-эффекта.



**Рис. 7.** Зависимость суммы  $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$  изотопа  $^{100}\text{Tc}$  от значения энергии  $E$ , отсчитываемой в  $^{100}\text{Tc}$ . Обозначения: 1 — наш расчет по ТКФС с  $e_q = 0.80$ , 2 — экспериментальные данные [15], 3 — наш расчет с  $e_q = 0.85$ , 4 — экспериментальные данные [14], 5 — максимальные значения суммы  $\Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)]$  с  $q = e_q^2 = 0.80^2$ , 6 — максимальные значения суммы  $\Sigma B_i(\text{GT})$  с  $q = e_q^2 = 0.85^2$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследованы резонансные структуры зарядово-обменных силовых функций  $S(E)$  изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ . Проанализированы как экспериментальные данные по силовым функциям  $S(E)$ , полученные в реакциях  $(p, n)$  и  $(^3\text{He}, t)$ , так и силовые функции  $S(E)$ , рассчитанные в самосогласованной теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции  $S(E)$ . Выделены три типа резонансов: гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми-резонансы (PR); анализируются также распады образующихся изотопов  $^{98}\text{Tc}$  (рис. 1) и  $^{100}\text{Tc}$  (рис. 2) с возможной эмиссией нейтрона с возбужденных состояний с энергией, превышающей энергию отрыва нейтрона —  $S_n$  в этих изотопах технеция.

Результаты расчетов энергий GTR и AR резонансов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, расхождения с расчетами для изотопа  $^{98}\text{Mo}$  составляют  $\Delta E_{\text{GTR}} \sim 150$  кэВ и  $\Delta E_{\text{AR}} = 80$  кэВ, а для изотопа  $^{100}\text{Mo}$   $\Delta E_{\text{GTR}} \sim 100$  кэВ и  $\Delta E_{\text{AR}} = 95$  кэВ. Для расположенных ниже пигми-резонансов расхождения расчетных и

экспериментальных данных по энергиям PR больше и составляют от 200 до 300 кэВ для рассматриваемых изотопов.

Принципиальное значение имеет нормировка силовых функций, особенно для экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, таким как  $(p, n)$ ,  $(^3\text{He}, t)$ ,  $(\nu_e, e)$ . Из экспериментальных данных эту нормировку бывает трудно получить в широком интервале энергий, хотя бы до 20 МэВ [15]. Как показано в настоящей работе, наблюдается недобор в правиле сумм, изменяющий эту нормировку или quenching-эффект ( $Q$ ) как в экспериментальных данных, так и в теоретических расчетах. В настоящей работе мы исследовали  $Q$ -эффект для изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  — и получили близкие значения нормировки GT-силовых функций или значений  $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$  (3). Так, для изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  расчетная сумма квадратов матричных элементов составляет от 64% до 81% соответственно от максимального значения  $3(N - Z)$ , предсказываемого теорией, а для экспериментальных данных от 67% [13] до 72% [14] соответственно для  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ . Отметим, что в других наших работах были получены похожие значения для  $Q$ -эффекта, так, для изотопа  $^{71}\text{Ga}$ ,



используемого в нейтринных экспериментах, при суммировании до  $E_{\max} = 15$  МэВ в эксперименте [35] было получено, что сумма (3) дает  $(60 \pm 9)\%$  от максимального значения, а расчет [3] дает 69%. Для изотопа  $^{127}\text{I}$  в эксперименте [36] при  $E_{\max} = 20$  МэВ (3) было получено  $q = 0.85$  или 85% от максимального значения правила сумм. Расчеты [37, 38] дали для изотопа  $^{127}\text{I}$  81%, что соответствует значению  $e_q = 0.90$  ( $q = e_q^2 = 0.81$ ). Таким образом, мы видим, что полученная величина суммы  $\Sigma B_i(\text{GT})$  изменяется от 64% до 81% для изотопов  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  (что соответствует  $e_q = 0.80-0.90$ ) и попадает в интервал значений от 60% до 85% ( $e_q = 0.77-0.92$ ), полученных для других ядер. Это не противоречит более ранним значениям  $e_q = 0.8$  [39] и  $e_q \approx 0.9$  [4, 5], однако для других ядер требует уточнения.

Резонансная структура силовой функции  $S(E)$  имеет большое значение для расчета и анализа всех зарядово-обменных процессов, и для нас особенно интересен процесс захвата нейтрино атомными ядрами [1–3].

Ранее были проведены расчеты сечения нейтринного захвата  $\sigma(E)$  для изотопа  $^{98}\text{Mo}$  [10, 12] с учетом резонансной структуры силовой функции  $S(E)$ . Неучет высоколежащих резонансов приводит к существенному недобору в сечении  $\sigma(E)$ , что может повлиять и на интерпретацию экспериментальных данных. Влияние структуры силовой функции  $S(E)$  в процессе  $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$  очень важно для анализа сечения нейтринного захвата  $\sigma(E)$ , особенно для солнечных нейтрино, дающих вклад в фоновые процессы при двойном бета-распаде изотопа  $^{100}\text{Mo}$  [40, 41], и в ближайшее время авторы планируют исследовать эти процессы.

Авторы благодарны И.Н. Борзову, М.Д. Скорухову, А.К. Выборову, И.Н. Изосимову, Л.В. Инжечки, С.С. Семенову и В.В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Отделения нейтринных процессов и внутреннего гранта НИЦ “Курчатовский институт” (приказ № 2767 от 28.10.2021).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Frekers and M. Alanssari, Eur. Phys. J. A **54**, 177 (2018).
2. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
3. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **82**, 440 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 528 (2019)].
4. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [JETP Lett. **15**, 120 (1972)].
5. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
6. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
7. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and G. F. Bertini, Phys. Rev. **14**, 748 (1976).
8. Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [JETP Lett. **106**, 7 (2017)].
9. K. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts, M. N. Harakeh, G. P. A. Berg, S. Chang, J. Liu, E. J. Stephenson, B. F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, Phys. Rev. C **51**, 526 (1995).
10. Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 540 (2018)].
11. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, H. Pai, E. Sokol, I. Stefan, and D. Suzuki, Phys. Rev. C **95**, 054320 (2017).
12. Ю. С. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 539 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 488 (2019)].
13. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugerbaker, T. N. Tادdeucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, Phys. Rev. Lett. **54**, 2325 (1985).
14. H. Akimune, H. Ejiri, M. Fujiwara, I. Daito, T. Inomata, R. Hazama, A. Tamii, H. Toyokawa, and M. Yosoi, Phys. Lett. B **394**, 23 (1997).
15. J. H. Thies, T. Adachi, M. Dozono, H. Ejiri, D. Frekers, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, E.-W. Grewe, K. Hatanaka, P. Heinrichs, D. Ishikawa, N. T. Khai, A. Lennarz, H. Matsubara, H. Okamura, et al., Phys. Rev. C **86**, 044309 (2012).
16. Дж. Бакал, *Нейтринная астрофизика* (Мир, Москва, 1993) [J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989)].
17. H. Ejiri, J. Engel, R. Hazama, P. Krastev, N. Kudomi, and R. G. H. Robertson, Phys. Rev. Lett. **85**, 2917 (2000).
18. M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and Xing Xu, Chin. Phys. C **41**, 030003 (2017).
19. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
20. N. Nica, Nucl. Data Sheets **111**, 525 (2010).
21. S. Rahaman, V. Elomaa, T. Eronen, J. Hakala, A. Jokinen, J. Julin, A. Kankainen, A. Saastamoinen, J. Suhonen, C. Weber, and J. Äystö, Phys. Lett. B **662**, 111 (2008).
22. А. К. Выборов, Л. В. Инжечик, Г. А. Коротеев, Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 534 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 483 (2019)].
23. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1983, 2nd ed.; Interscience, New York, 1967, transl. 1st ed.)].
24. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
25. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **74**, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1176 (2011)].

26. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **83**, 34 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 33 (2020)].
27. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
28. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **16**, 484 (1972).
29. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **79**, 466 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **79**, 425 (2015)].
30. K. Ikeda, S. Fujii, and J. I. Fujita, Phys. Lett. **3**, 271 (1963).
31. I. N. Izosimov, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 754 (2019).
32. Igor Izosimov, EPJ Web Conf. **239**, 02003 (2020).
33. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **35**, 97 (1958); Л. Д. Ландау, *Собрание трудов* (Наука, Москва, 1969), т. 2, с. 363.
34. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957).
35. D. Kričevšek, E. Sugarbaker, J. Rapaport, D. Wang, J. N. Bahcall, R. C. Byrd, C. C. Foster, C. D. Goodman, I. J. Van Heerden, C. Gaarde, J. S. Larsen, D. J. Horen, and T. N. Tادdeucci, Phys. Rev. Lett. **55**, 1051 (1985).
36. M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala, D. L. Prout, C. D. Goodman, I. J. van Heerden, J. Sowinski, G. Savopoulos, X. Yang, H. M. Sages, R. Howes, R. Carr, M. Islam, E. Sugarbaker, D. C. Cooper, K. Lande, *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 500 (1999).
37. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, ЯФ **83**, 208 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 391 (2020)].
38. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, Письма в ЖЭТФ **111**, 723 (2020) [JETP Lett. **111**, 603 (2020)].
39. Н. И. Пятов, С. А. Фаянс, ЭЧАЯ **14**, 953 (1983).
40. H. Ejiri and S. R. Elliott, Phys. Rev. C **95**, 055501 (2017).
41. E. Armengaud, C. Augier, A. S. Barabash, F. Bellini, G. Benato, A. Benoît, M. Beretta, L. Bergé, J. Billard, Yu. A. Borovlev, Ch. Bourgeois, V. B. Brudanin, P. Camus, L. Cardani, N. Casali, A. Cazes, *et al.*, arXiv: 2011.13243v2 [nucl-ex].

## RESONANCE STRUCTURE OF THE CHARGE-EXCHANGE STRENGTH FUNCTION OF MOLYBDENUM ISOTOPES 98 AND 100

Yu. S. Lutostansky<sup>1)</sup>, G. A. Koroteev<sup>1,2,3)</sup>, A. Yu. Lutostansky<sup>1)</sup>, A. P. Osipenko<sup>1)</sup>,  
V. N. Tikhonov<sup>1)</sup>, A. N. Fazliakhmetov<sup>1,2,3)</sup>

<sup>1)</sup>National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>2)</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, MIPT (National Research University),  
Moscow, Russia

<sup>3)</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The work presents the charge-exchange strength functions  $S(E)$  of  $^{98,100}\text{Mo}$  isotopes. We analyzed both the experimental data on the strength functions  $S(E)$  obtained in the reactions  $(p, n)$  and  $(^3\text{He}, t)$  and the strength functions  $S(E)$  calculated in the self-consistent theory of finite Fermi systems. The resonance structure of the strength function  $S(E)$  is investigated, the Gamow–Teller, analog and pygmy resonances are distinguished. We investigate quenching — the effect that the shortfall in the sum rule changes the normalization of  $S(E)$  function. It is noted that the resonance structure of the strength function  $S(E)$  is of decisive importance for calculating and analyzing the process of neutrino capture by atomic nuclei.