

УДК 539.163

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ КАСКАДНОГО ГАММА-РАСПАДА ЯДРА ПРИ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИИ НИЖЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

© 2020 г. А. М. Суховой^{1, *}, Л. В. Мицына¹, Д. К. Ву^{1, 2}, Н. Йованчевич³,
Д. Кнежевич^{3, 4}, М. Крамар³, А. Драгич⁴

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Вьетнамская академия наук и Технологический институт физики, Ханой, Вьетнам

³Университет Нови-Сад, факультет науки, отдел физики, Белград, Сербия

⁴Институт физики, Белград, Сербия

*E-mail: suchovoj@nf.jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Разработанная в Дубне эмпирическая модель одновременного получения плотности ядерных уровней и парциальных радиационных ширин из экспериментальных зависимостей интенсивностей двухквантовых каскадов от энергии E_1 их первичных переходов применена для реанализа данных проведенного в Лос-Аламосе эксперимента с γ -калориметром спектрометра DANCE.

DOI: 10.31857/S0367676520040341

ВВЕДЕНИЕ

В современном эксперименте, исследующем каскадный гамма-распад возбужденного ядра с использованием технологически передового оборудования, получение фундаментальных данных о внутриядерных процессах важнее определения энергии, спинов, четностей и времени жизни возбужденных ядерных уровней.

При изучении взаимодействия нуклонов в ядре прежде всего необходимо определить порядок следования квантов в каскадах. Для любого первичного перехода каскада множественности M имеется $M!$ вариантов расположения в гамма-спектре (в схеме распада). Если двухквантовый гамма-каскад (ДКК) в схеме распада можно разместить только двумя способами, один из которых ошибочен, то для первичного перехода каскада например, с $M = 5$, возможны 120 вариантов размещения, из которых реализуется лишь один. Задача определения спектра первичных переходов в нашем непрямом эксперименте [1] решается разделением ДКК на два спектра: только первичных и только вторичных переходов с использованием спектрометрической информации, а также различия формы спектров энергетически-разрешенных гамма-переходов и континуума неразрешенных переходов.

Получение достоверных параметров каскадного гамма-распада любого компаунд-состояния

исключительно важно для понимания процессов, происходящих в возбужденном ядре. Хотя все еще остается представление о ядре, как о системе невзаимодействующих ферми-частиц, возможность для нуклонов формировать куперовские пары не исключается, и такие пары могут разрываться при любой энергии возбуждения ядра. Процесс разрыва куперовских пар экспериментально до сих пор не исследован, поскольку не имеется светосильных спектрометров гамма-излучения с электронвольтным разрешением. При сравнении энергии связи нейтрона B_n и энергии спаривания нуклона Δ в ядрах [2] резонно ожидать, что, по крайней мере, в исследованных нами ядрах массового диапазона $28 \leq A \leq 200$ при энергии ниже B_n должно быть 3–4 разрыва куперовских пар.

Для прояснения внутриядерных процессов параметры каскадного гамма-распада (парциальные радиационные ширины Γ (или силовые функции $k = \Gamma / (A^{2/3} E_\gamma^3 D_\lambda)$, где A – массовое число ядра, E_γ – энергия γ -кванта, D_λ – среднее расстояние между ядерными компаунд-состояниями), и плотность ρ возбужденных уровней ядра) должны определяться в эксперименте одновременно. Впервые методика одновременного определения ядерных параметров ρ и Γ из полного ДКК-спектра была предложена и реализована в

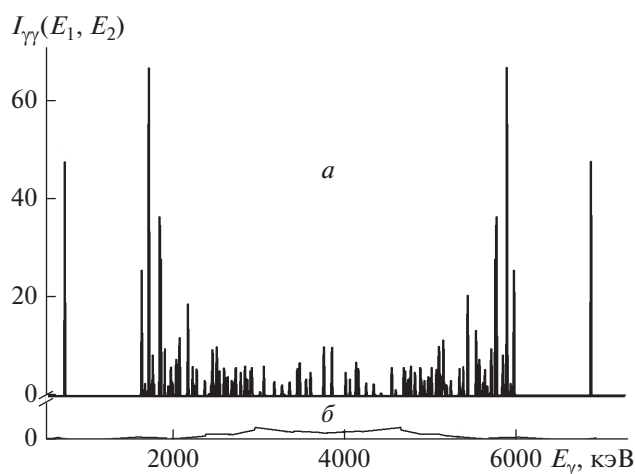


Рис. 1. Зависимость ДДК-интенсивности от энергии гамма-квантов каскада на возбужденный уровень с энергией $E_f = 73$ кэВ ядра ^{164}Dy : *a* – симметричное относительно центра при $E_\gamma = 0.5 B_n$ распределение интенсивностей (справа – первичных, слева – вторичных) энергетически разрешенных гамма-переходов; *b* – континуум неразрешенных переходов (слева относительно $E_\gamma = 0.5 B_n$ – первичных, справа – вторичных) с малой фоновой подложкой.

Дубне, в ЛНФ ОИЯИ в 1984 году [3–5]. В первых экспериментах каскады из двух последовательно испущенных гамма-квантов с суммарной энергией 5–10 МэВ регистрировались двумя Ge(Li)-детекторами, и статистика зарегистрированных ими совпадений была порядка нескольких тысяч событий полного поглощения энергии каскада. С 2000 г. нами используются HPGe-детекторы с существенно большей эффективностью. К настоящему времени, с использованием развивающейся методики, из измеренных спектров ДДК-интенсивностей определены параметры гамма-распада для 44 ядер [6].

Экспериментальный спектр интенсивностей каскада состоит из изолированных энергетически-разрешенных (интенсивных) гамма-переходов и сплошного распределения неразрешенных переходов малой амплитуды с нулевым средним [7]. Центр экспериментального спектра ДДК-интенсивностей находится на шкале энергии квантов при $0.5(E_1 + E_2)$, где E_1 и E_2 – энергии первичного и вторичного квантов каскада, соответственно. Типичный спектр ДДК-интенсивности показан на рис. 1 для каскада с суммарной энергией квантов $E_1 + E_2 = 7585$ кэВ на первый возбужденный уровень ядра ^{164}Dy .

Сравним два эксперимента, исследующие каскадный гамма-распад при радиационном захвате нейтронов ядром ^{163}Dy с разным подходом к анализу данных, обозначив имеющиеся проблемы

обоих альтернативных способов получения ядерных параметров из непрямого эксперимента.

1) В Дубненском эксперименте реакция $^{163}\text{Dy}(n, 2\gamma)$ исследовалась с двумя Ge(Li)-детекторами, находящимися в близкой геометрии напротив друг друга, перпендикулярно линии пучка нейтронов. Методом максимального правдоподобия (с использованием моделей ядерных параметров) из измеренных ДДК-интенсивностей были получены наиболее вероятные значения параметров ρ и Γ при энергиях ниже B_n .

2) В Лос-Аламосе та же реакция для того же ядра изучалась с помощью 4 π -калориметра каскадного гамма-излучения [8]. Анализ измеренных гамма-спектров распада нейтронных резонансов ядра ^{164}Dy выполнялся с использованием алгоритма DICEBOX [9] симуляции каскадов гамма-переходов всех возможных мультипольностей [10].

НЕОБХОДИМОСТЬ НОРМИРОВКИ ГАММА-СПЕКТРА ПРИ ИЗВЛЕЧЕНИИ ЯДЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

При анализе полного гамма-спектра информация о ядерных параметрах (величинах Γ (или k) и ρ) всегда извлекается из данных непрямого эксперимента. При аппроксимации экспериментального гамма-спектра всегда возникает необходимость использовать модельные представления о функциях $\Gamma(E_\gamma)$ и $\rho(E_{ex})$. При этом тщательного изучения требует коэффициент переноса ошибок экспериментальных спектров на величины ошибок определяемых параметров. При разности относительных ошибок экспериментальных спектров $\delta S/S$ и искомых параметров $\delta\rho/\rho$ и $\delta\Gamma/\Gamma$ в ~ 1.5 – 2 раза абсолютные ошибки $\delta\rho$ и $\delta\Gamma$ могут превышать δS более чем в 5–10 раз. В используемых нами детекторах разность между площадями экспериментального и аппроксимирующего спектров обычно не превышает $\sim 1\%$ при усреднении спектров гамма-каскадов по 200–250 кэВ.

В разных экспериментах с измерением интенсивности распада одного и того же ядра доля ДДК-интенсивности на один распад должна сохраняться. Поэтому и в анализе с симуляцией каскадов [9], и при использовании метода максимального правдоподобия, прежде всего необходима качественная нормировка измеренных спектров интенсивностей на один распад ядерного компаунд-состояния (нейтронного резонанса).

Для всех исследованных в Дубне ядер [6] нормировка каскадов из двух квантов выполнялась с использованием абсолютной интенсивности сильных первичных переходов из [11, 12]. Для этого из экспериментальных результатов аккуратно определялись off-line коэффициенты ветвления b_i для возбужденных промежуточных уровней, а также

интенсивности первичных переходов распада компаунд-состояний. Интенсивность распада индивидуального каскада $i_{\gamma\gamma} = i_\lambda b_\gamma$, где i_λ – интенсивность распада компаунд-состояния на один распад, позволяет получить величину суммы $I_{\gamma\gamma} = \sum i_{\gamma\gamma}$ всех возможных каскадов между исходным E_λ , промежуточными E_i и конечными E_f уровнями. Полученной суммы достаточно для определения ядерных параметров в итерационном процессе при решении нелинейной системы уравнений, связывающих экспериментальные ДКК-интенсивности с параметрическими функциями $\rho(E_{ex})$ и $\Gamma(E_\gamma)$.

Однако из-за нелинейности системы уравнений экспериментальное распределение $I_{\gamma\gamma}(E_1, E_2)$ полной ДКК-интенсивности может быть точно описано бесконечным числом существенно различающихся коррелирующих между собой функций $\rho(E_{ex})$ и $\Gamma(E_\gamma)$, а определение интенсивностей $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ только первичных переходов каскадов ограничивает область определения ядерных параметров.

В применяемой в Дубне методике необходимый для аппроксимации $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ -спектр определялся из полного $I_{\gamma\gamma}(E_1, E_2)$ -распределения после установления порядка следования квантов в каскадах при использовании дополнительной экспериментальной спектроскопической информации. После численного улучшения разрешения [13] часть первичных переходов каскадов $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ мы (описанной в [1] процедурой) определяем с точностью не хуже 10–20% в любом энергетическом интервале практически без искажения нормировки ДКК-интенсивности. Для ^{164}Dy мы получили $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 45.9\%$ на один распад [14].

В анализе эксперимента со сцинтилляционными детекторами [8] нормировка ДКК-интенсивностей на распад отсутствует, а недостаточное разрешение детекторов не позволяет идентифицировать индивидуальные интенсивные переходы. При анализе данных, полученных с 4π -калориметром (4π -эксперимент), информация о величинах Γ и ρ можно извлечь только из спектра с $M = 2$. При этом надо учесть, что один из вариантов расположения квантов в схеме распада должен быть исключен из анализа, а определить порядок следования квантов в эксперименте невозможно. К тому же измеренная в 4π -эксперименте интенсивность каскадов с $M = 2$, скорее всего, занижена из-за неустраняемого переноса аннигиляционных гамма-квантов между кристаллами детектора и его плохого разрешения при низких энергиях. В DICEBOX-симуляции [9], используемой авторами работы [8], для трех вариантов функций плотности уровней наиболее подходя-

щие радиационные силовые функции выбираются из нескольких, имеющихся в [15].

ВОЗМОЖНОСТИ АНАЛИЗА ДАННЫХ НЕПРЯМОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В нашем анализе стандартным методом максимального правдоподобия решается система уравнений (1), которые в интервалах энергий первичных переходов с неизвестным числом промежуточных уровней каскадов n_j связывают неизвестные парциальные и полные ширины Γ с экспериментальными ДКК-интенсивностями

$$I_{\gamma\gamma}(E_1) = \sum_{\lambda,f} \sum_i \frac{\Gamma_{\lambda i} \Gamma_{if}}{\Gamma_\lambda \Gamma_i} = \sum_{\lambda,f} \sum_j \frac{\Gamma_{\lambda j} n_j \Gamma_{jf}}{\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle M_{\lambda j} \langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf}} \quad (1)$$

Здесь $M_{\lambda j}$ – неизвестное число γ -переходов с компаунд-состояний λ на промежуточные уровни n_j , а m_{jf} – число вторичных переходов на конечные уровни f -каскадов. В каждой успешной итерации траектории изменения параметров, полученных с минимальным χ^2 , и аппроксимированные ДКК-интенсивности $I_{\gamma\gamma}$ представляются графически. Это позволяет контролировать процесс поиска абсолютного минимума

$$\chi^2 = \sum_{n_j} \frac{(I_{\gamma\gamma}^{cal}(E_1) - I_{\gamma\gamma}^{exp}(E_2))^2}{\sigma^2}, \quad (2)$$

где $I_{\gamma\gamma}^{cal}(E_1)$ и $I_{\gamma\gamma}^{exp}(E_2)$ – модельно-параметризованная и экспериментальная ДКК-интенсивности, а σ^2 – дисперсия их разности.

Для заданной модели с определенными параметрическими функциями $\rho(E_{ex})$ и $\Gamma(E_\gamma)$ есть единственное решение системы уравнений (1). В настоящее время наш анализ базируется на современной модели плотности n -квазичастичных [16] (и вибрационных уровней [17]), балансе между изменениями энтропии и энергии квазичастичных состояний [18] и на тестируемых представлениях [19] об энергетических зависимостях радиационных силовых функций.

Ядерные параметры, определяемые в нашем анализе, имеют систематическую ошибку, связанную с неточностью выбранных для их параметризации моделей, и только усовершенствованием этих моделей эта ошибка может быть уменьшена.

При анализе 4π -эксперимента с использованием симуляции гамма-спектра первичные переходы в ДКК-спектрах не выделяются, ширины Γ эмиссии вторичных и последующих переходов неизвестны. Резонно полагать, что в анализе [8], так же, как в работе [10] той же авторской группы,

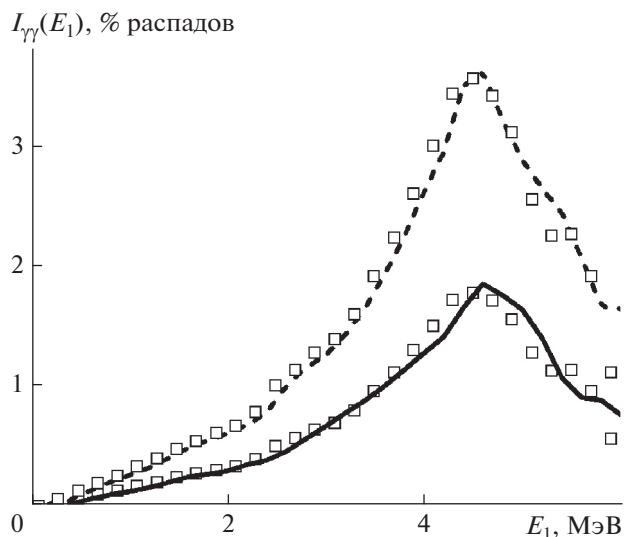


Рис. 2. Распределение $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ первичных переходов ДКК-интенсивности для ядра ^{164}Dy : сплошные линии и квадраты – лучшие аппроксимации и распределение для суммарной интенсивности $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 22\%$ на один распад, штриховые линии и квадраты – то же самое для $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 45\%$ на распад. Суммирование по 200 кэВ.

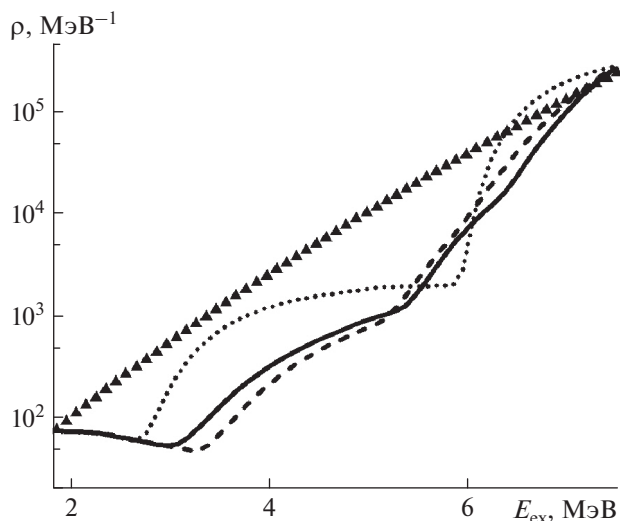


Рис. 3. Наиболее вероятные значения плотности уровней для ядра ^{164}Dy . Сплошная и штриховая линии – результаты аппроксимации ДКК-интенсивностей из эксперимента [8] при $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 22\%$ и $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 45\%$, точечная линия – аппроксимация ДКК-интенсивностей из нашего эксперимента с $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 45\%$ [20]. Треугольники – расчет с использованием модели ферми-газа с обратным смещением [21].

для спектров, разделенных на N энергетических интервалов, используется критерий:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\bar{A}_{exp}(E_i) - \bar{A}_{sim}(E_i))^2}{\varepsilon_{exp}^2(E_i) + \varepsilon_{sim}^2(E_i)}, \quad (3)$$

где $\bar{A}_{exp}(E_i)$ и $\bar{A}_{sim}(E_i)$ – счета измеренного и симулированного спектров в энергетическом интервале E_i , а ε_{exp}^2 и ε_{sim}^2 – соответствующие дисперсии.

Авторы работы [8] полагают энергетическое распределение плотности уровней гладким и “априори известным”, а подходящие силовые функции k для описания измеренных гамма-спектров вычисляют в рамках существующих моделей. Однако тестирование различных силовых функций имеет смысл только при одновременном тестировании используемых моделей для плотности ядерных уровней.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАНАЛИЗА 4π-ЭКСПЕРИМЕНТА

Мы проанализировали ДКК-интенсивности эксперимента с 4π-калориметром для ядра ^{164}Dy [8], используя метод максимального правдоподобия при одновременном получении ядерных параметров с учетом антикорреляции между искомыми величинами ρ и Γ .

$I_{\gamma\gamma}(E_1)$ -распределение было получено при оценке на базе данных из [14] части интенсивности, со-

державшей в основном первичные переходы, с сохранением условия $I_{\gamma\gamma}(E_1) = I_{\gamma\gamma}(E_2)$. Расчеты были выполнены для интенсивности $I_{\gamma\gamma} = 45\%$ на один распад, как в нашем эксперименте [14] для того же ядра, и для сравнения с заниженной величиной $I_{\gamma\gamma} = 22\%$ (см. рис. 2).

Результаты реанализа 4π-эксперимента в сравнении с результатами анализа нашего эксперимента [20] показаны на рис. 3 и 4. Из эксперимента с 4π-калориметром пороги разрыва второй и третьей куперовских пар нуклонов в ^{164}Dy получены при энергиях 3.05(6) и 5.0(1) МэВ. В Дубненском эксперименте [20] с захватом тепловых нейтронов разрывы этих же пар происходят при 2.57(1) и 5.48(5) МэВ, соответственно. Из рис. 3 и 4 видно, что разница в нормировке ДКК-интенсивностей значительно влияет на получаемые ядерные параметры, из которых $\rho(E_{ex})$ -функция изменяется в меньшей степени.

Современные теоретические представления о динамике внутриядерных процессов при возрастании энергии возбуждения ядра [15, 22] указывают на наличие различной структуры волновых функций возбужденных ядерных уровней. Тем самым исключается гладкость энергетических зависимостей плотности ядерных уровней и радиационных силовых функций. Поскольку $\rho(E_{ex})$ -функция в основном влияет на описание спектра каскадных интенсивностей, резонно заметить,

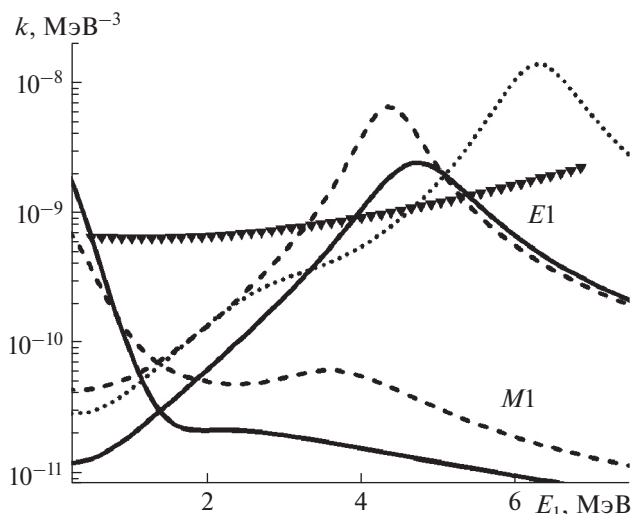


Рис. 4. Наиболее вероятные значения радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов каскадов с $M=2$ в ^{164}Dy . Сплошные линии – результаты аппроксимации ДКК-интенсивностей из эксперимента [8] при $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 22\%$, штриховые линии – то же при $I_{\gamma\gamma}(E_1) = 45\%$, точечная линия – радиационная силовая функция $E1$ -переходов, полученная в анализе данных из [20]. Треугольники – расчет с использованием модели из [19] в сумме с $k(M1) = \text{const}$.

что в анализе авторов [8] без учета антикорреляции ядерных параметров теряется возможность исследования зависимости ядерных параметров от структуры волновых функций возбужденных уровней ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная в Дубне методика позволяет точно аппроксимировать любой экспериментальный гамма-спектр ДКК-интенсивностей модельно параметризованными функциями $\rho(E_{ex})$ и $\Gamma(E_1)$ параметров ядра [16–19]. Ядерные параметры при таком анализе определяются в эксперименте одновременно. К настоящему времени лучшая аппроксимация экспериментальных данных получена при использовании модели плотности n -квазичастичных уровней [16].

Наблюдаемую “ступенчатость” энергетической зависимости $\rho(E_{ex})$ с расстоянием между “ступенями” на энергетической шкале примерно 2Δ , где Δ – энергия спаривания последнего ядерного нуклона, можно объяснить наличием точек разрыва куперовских пар нуклонов в ядре.

Из-за отсутствия данных по индивидуальным первичным переходам каскадов в ДКК-спектре 4π -эксперимент не дает возможности изучать внутриядерные процессы при возбуждении ядра,

а также тестировать существующие модельные представления о ядерных параметрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нгуен Н.А., Нгуен Х.Н., Фам Д.К. и др. // ЯФ. 2018. Т. 81. № 3. С. 279; Nguyen N.A., Nguyen X.N., Pham D.K. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. № 3. P. 296.
2. Кравицов В.А. // Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1965. 375 с.
3. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвинский Ю.С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 5. С. 1431; Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Khitrov V.A., Yazvitsky Yu.S. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1984. V. 48. № 5. P. 53.
4. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П. и др. // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22. № 2. С. 479; Boneva S.T., Vasilieva E.V., Popov Yu.P. et al. // Sov. J. Part. Nucl. 1991. V. 22. № 6. P. 232.
5. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Кулик В.Д. и др. // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22. № 6. С. 1431; Boneva S.T., Vasilieva E.V., Kulik V.D. et al. // Sov. J. Part. Nucl. 1991. V. 22. P. 698.
6. Ву Д.К., Суховой А.М., Мицына Л.В. и др. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 2. С. 113; Vu D.C., Sukhovej A.M., Mitsyna L.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. № 2. P. 237.
7. Boneva S.T., Sukhovej A.M., Khitrov V.A., Voinov A.V. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 293.
8. Valenta S., Baramsai B., Bredeweg T.A. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. № 054315.
9. Becvar F. // NIM. A. 1998. V. 417. P. 434.
10. Rusev G., Jandel V., Krtička M. et al. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. № 054603.
11. <http://www-nds.iaea.org/ENDSF>.
12. <http://www-nds.iaea.org/pgaa/egaf.html>.
13. Суховой А.М., Хитров В.А. // ПТЭ. 1984. № 5. С. 27; Sukhovej A.M., Khitrov V.A. // Instr. Exp. Tech. (USSR). 1984. V. 27. P. 1071.
14. Васильева Э.В., Войнов А.В., Кестарова О.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 10. С. 109; Vasilieva E.V., Voinov A.V., Kestarcova O.D. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1993. V. 57. P. 1758.
15. <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2>.
16. Strutinsky V.M. // Proc. Int. Cong. on Nuclear Phys. (Paris, 1958). P. 617.
17. Plujko V.A. // Acta Phys. Pol. B. 1999. V. 30. P. 1383.
18. Игнатюк А.В. // Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1985. 174 с.
19. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 165; Kadmen'sky S.G., Markushchev V.P., Furman V.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V. 37. P. 165.
20. Суховой А.М., Мицына Л.В., Йованевич Н. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 207; Sukhovej A.M., Mitsyna L.V., Jovanchevich N. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 313.
21. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269.
22. Малов Л.А., Соловьев В.Г. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 729; Malov L.A., Soloviev V.G. // Sov. J. Nucl. Phys. 1977. V. 26. P. 384.