

ЯДЕРНЫЕ g-ФАКТОРЫ И СТРУКТУРА ВЫСОКОСПИНОВЫХ 10^+ , 12^+ И 7^- СОСТОЯНИЙ В ИЗОТОПАХ $^{196,198}\text{Hg}$

Ю. В. Носенко, А. И. Левон, И. Б. Ковгар, В. А. Онищук, А. А. Шевчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Методом интегрального возмущенного углового распределения (ИВУР) во внешнем магнитном поле были измерены g-факторы изомерных состояний в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$, заселяемых и выстраиваемых в $(\alpha, 2n)$ -реакции. Получены следующие результаты: ^{196}Hg , $g(12^+ \text{ and } 10^+) = -0.19(6)$, $g(7^-) = -0.030(17)$; ^{198}Hg , $g(12^+ \text{ и } 10^+) = -0.18(8)$, $g(7^-) = -0.033(14)$. Высокая чувствительность ядерных g-факторов к внутренней структуре состояния и форме ядра позволяет проверить предсказания модели “аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + две квазичастицы” для ядер ртути. Обсуждается внутренняя структура изомеров.

1. Вступление

В статье [1] приведены результаты измерений g-факторов состояний 7^- в ядрах $^{190,192,194}\text{Pt}$, для которых их большие положительные величины согласуются с теоретическими предсказаниями модели “неаксиальный ротатор + две квазичастицы” [2, 3], что свидетельствует о том, что данные ядра имеют γ -нестабильную (переходную) форму. При этом оказывается, что вблизи поверхности Ферми преобладают протонные состояния. Адекватное описание энергий этих ядер возможно, таким образом, только при выборе триаксиальной формы ядра в модели “неаксиальный ротатор + две квазичастицы” [2 - 4].

В то же время энергии полос отрицательной четности ядер ртути описываются в рамках модели “аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + 2 квазичастицы” [5]. В этом случае возле поверхности Ферми оказываются нейтронные состояния. Эффективной проверкой этих положений могло бы стать измерение g-факторов состояний 7^- в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$, что и явилось мотивацией проведенных измерений. Также измерялись g-факторы высокоспиновых состояний 12^+ и 10^+ (для ядра ^{198}Hg измерение g-факторов этих состояний выполнены впервые) для проверки структуры двухквазичастичных возбуждений в случае вращательного выстраивания [6].

2. Эксперимент

Возбужденные состояния в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$ заселялись и выстраивались в реакциях $^{194,196}\text{Pt}(\alpha, 2n)^{196,198}\text{Hg}$ с использованием пучка α -частиц энергией 27 МэВ циклотрона У-120 ИЯИ НАН Украины. Использовались самоподдерживающиеся металлические мишени толщиной $\sim 40 \text{ мг/см}^2$ и обогащением изотопом 98 % для ^{194}Pt и ^{196}Pt . После прохождения через мишень пучок останавливался в висмутовой пластинке на расстоянии 5 см позади мишени, при этом не

происходило существенного увеличения фона в измеренных спектрах. g-факторы измерялись методом интегрального возмущенного углового распределения во внешнем магнитном поле величиной 2.90(1) Т, создаваемом электромагнитом. Металлическая платина имеет кубическую решетку, таким образом взаимодействие в мишени не приводило к появлению ослабления распределения γ -лучей. Методика эксперимента подробно описана в статье [1].

Части схемы энергетических уровней изотопов $^{196,198}\text{Hg}$, важные в анализе экспериментальных данных, представлены на рис. 1. Здесь же указаны использованные усредненные величины времен жизни уровней, взятые из [7 - 11]. Типичный γ -спектр из реакции $^{194}\text{Pt}(\alpha, 2n)^{196}\text{Hg}$ показан на рис. 2. Экспериментальные результаты приведены в таблице.

2.1. ^{196}Hg

g-фактор в ^{196}Hg , приписываемый состоянию 10^+ с временем жизни $\tau = 10.1(14)$ нс, был измерен методом ИВУР с использованием $(\alpha, 4n)$ реакции [13] и найден равным $g = -0.18(9)$. Однако в дальнейшем, при более тщательном исследовании схемы уровней в ^{196}Hg , был обнаружен уровень 12^+ с временем жизни $\tau = 5.0(4)$ нс [12], а время жизни состояния 10^+ было измерено вновь и найдено равным 7.4(6) нс (см. рис. 1). Тем не менее для измеренного в [13] g-фактора требуется небольшая поправка, чтобы учесть новые значения времен жизни.

В тех случаях, когда наблюдаемый переход заселяется другим изомерным переходом, а также для малых углов ларморовской прецессии $\Delta\theta = \omega\tau + \theta_B$ может быть использовано следующее выражение для нормализованной разности спектров [1]:

$$R = S \cdot \left\{ \frac{I_1}{I_2} \cos 2\alpha_{12} \frac{\omega_1 \tau_1^2 - \omega_2 \tau_2^2}{\tau_1 - \tau_2} + \frac{I_2 - I_1}{I_2} \omega_2 \tau_2 + \theta_B \left[1 + \frac{I_1}{I_2} (\cos 2\alpha_{12} - 1) \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь S – логарифмическая производная углового распределения; I_1, I_2 – интенсивности переходов; ω_1, ω_2 – частоты ларморовской прецессии спина, τ_1, τ_2 – времена жизни изомерных переходов; θ_B – угол поворота пучка в магнитном поле, α_{12} – фазовый сдвиг, обусловленный разницей между g -факторами и временами жизни двух изомеров. Индексы (1) и (2) относятся к верхнему и нижнему изомерным переходам. Если оба состояния имеют одинаковую $(v_{13/2}^{-2})I^\pi$ структуру, тогда, согласно соотношению аддитивности, они имеют одинаковые g -факторы. В этом случае справедливо следующее выражение, полученное из выражения (1) с введением эффективного времени жизни для двух изомеров в каскаде:

$$R = S \cdot \left[\omega \left(\frac{I_1}{I_2} \tau_1 + \tau_2 \right) + \theta_B \right] = S \cdot (\omega \tau_{ef} + \theta_B), \quad (2)$$

где величины с индексом (1) относятся к состоянию 12^+ , а величины с индексом (2) – к состоянию 10^+ . Если принять для отношения интенсивностей переходов $12^+ \rightarrow 10^+$ и $10^+ \rightarrow 8^+$ усредненное отношение соответствующих переходов в ^{190}Pt и ^{192}Pt из $(\alpha, 4n)$ реакции [13] $I_1/I_2 = 0.65(8)$, тогда $\tau_{ef} = 10.6(8)$ нс и исправленное значение g -фактора из этой статьи равно $g = -0.17(9)$

вместо $-0.18(9)$. Линия 79.5 кэВ, соответствующая переходу $10^+ \rightarrow 8^+$, перекрывается рентгеновскими линиями 77.9 кэВ и 80.2 кэВ, однако ее интенсивность может быть определена после вычитания нормализованного рентгеновского спектра для реакции $^{196}\text{Pt}(\alpha, 2n)^{198}\text{Hg}$. Точность вычисленной таким способом интенсивности достаточна для того, чтобы определить отношение $I_1/I_2 = 0.42(5)$ из реакции $(\alpha, 2n)$ и вычислить $\tau_{ef} = 9.5(8)$ нс. Но для определения углов прецессии эти интенсивности имеют слишком большие неопределенности. Поэтому данные для перехода 96.7 кэВ, который прямо разряжает изомерное состояние 12^+ , были проанализированы с помощью выражения [1]

$$R = S \cdot \Delta\theta_L \quad (3)$$

для времени жизни состояния 12^+ , равного $\tau = 5.0(4)$ нс. Данные для нижележащих переходов в основной полосе, таких как 477.6 и 723.7 кэВ, были проанализированы с $\tau_{ef} = 9.5(8)$ нс. Усредненное для 12^+ и 10^+ состояний значение g -фактора получено равным $g = -0.19(6)$, что находится в отличном согласии с данными, приведенными в [14].

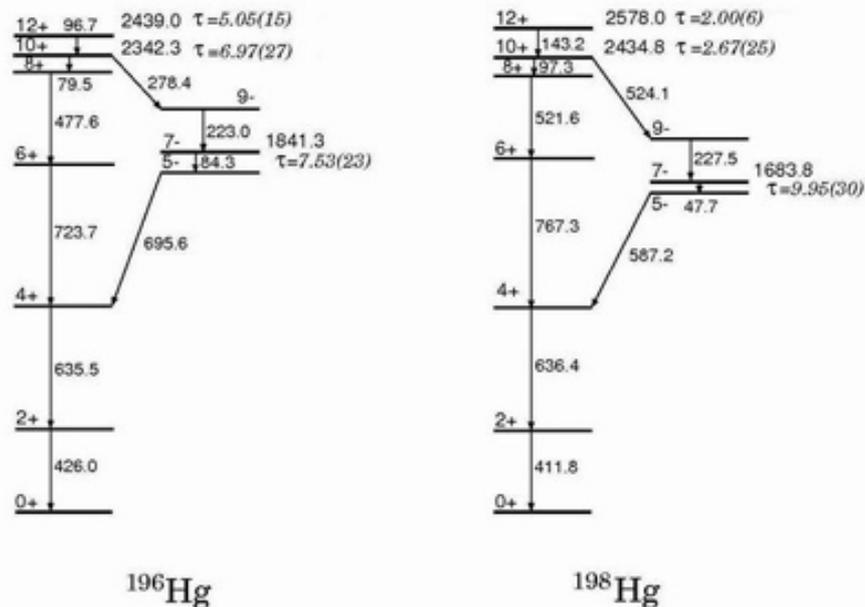


Рис. 1. Части схемы уровней ядер $^{196,198}\text{Hg}$, важные для измерения g -факторов. (Энергии уровней указаны в кэВ, времена жизни - в нс.)

Усредненное $\omega \tau_{ef}$ для состояний 10^+ и 12^+ использовалось в анализе данных для определения g -фактора изомера 7^- , при этом использовалось выражение [1]

$$R = S \cdot \left\{ \theta_B + \sum_i \frac{I_d^{(i)}}{I_{fd}} \Delta\theta_L^{(i)} \right\} \quad (4)$$

и уравнение (1). Вычисленная в настоящем исследовании величина $g(7^-) = -0.030(17)$ согласуется с полученным ранее методом ДВУР [15] значением $g(7^-) = -0.040(19)$.

2.2. ¹⁹⁸Hg

Ситуация, подобная имеющей место для изомерных состояний 10⁺ и 12⁺ в ¹⁹⁶Hg, наблюдается также и в ¹⁹⁸Hg. В анализе способа разрядки этих изомеров для всех переходов использовалось эффективное время жизни, $\tau_{ef} = 3.15(25)$ нс. Усредненный g-фактор состояний 12⁺ и 10⁺ был измерен впервые и равен $g(10^+ \text{ и } 12^+) = -0.18(8)$. К сожалению, линия 143.2 кэВ, которой непосредственно разряжается 12⁺ изомер, перекрывается линией фона и поэтому не может быть использована для определения g-фактора состояния 12⁺. Для определения g-фактора состояния 7⁻ использовалось усредненное значение $\omega_L \tau_{ef}$ для состояний 10⁺ и 12⁺. Полученная таким образом величина $g(7^-) = -0.033(14)$ согласуется с значением $g(7^-) = -0.030(15)$, измеренным методом ДВУР [15].

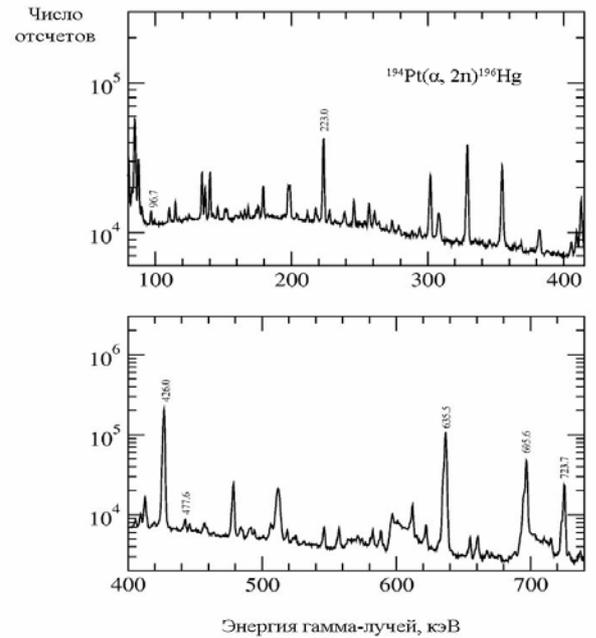


Рис. 2. Гамма-спектр облучения ядер ¹⁹⁴Pt α-частицами с энергией 26.8 МэВ.

Результаты измерения прецессии и анализа для изомерных состояний в изотопах ^{196,198}Hg

| E _γ , кэВ | I _i - I _f | I _{перех} | S | R | ω _L τ, рад | ω̄ _L τ̄, рад | g-фактор |
|----------------------|-----------------------------------|--------------------|------------|------------|-----------------------|-------------------------|--|
| ¹⁹⁶ Hg | | | | | | | |
| 96.7 | 12 ⁺ - 10 ⁺ | 2.7(3) | 0.56(15) | -0.022(30) | 0.56(15) | -0.155(65) | |
| 79.5 | 10 ⁺ - 8 ⁺ | 6.5(6) | | | | | |
| 477.6 | 8 ⁺ - 6 ⁺ | 10.8(3) | 0.34(3) | -0.008(4) | 0.34(3) | -0.232(82) | |
| 723.7 | 6 ⁺ - 4 ⁺ | 17.0(3) | 0.35(2) | 0.012(5) | 0.35(2) | -0.210(125) | |
| | | | | | | -0.207(45) | g(10 ⁺ , 12 ⁺)=-0.19(6) |
| 278.4 | 10 ⁺ - 9 ⁻ | 0.3(1) | | | | | |
| 84.3 | 7 ⁻ - 5 ⁻ | 23.5(25) | 0.75(15) | 0.069(15) | 0.75(15) | -0.024(27) | |
| 695.6 | 5 ⁻ - 4 ⁻ | 37.2(6) | -0.35(3) | -0.034(3) | -0.35(3) | -0.030(24) | |
| 635.5 | 4 ⁺ - 2 ⁺ | 80.1(9) | 0.28(1) | 0.026(2) | 0.28(1) | -0.027(36) | |
| 426.0 | 2 ⁺ - 0 ⁺ | 100 | 0.25(1) | 0.022(2) | 0.25(1) | -0.067(70) | |
| | | | | | | -0.023(15) | g(7 ⁻) = -0.030(17) |
| ¹⁹⁸ Hg | | | | | | | |
| 143.2 | 12 ⁺ - 10 ⁺ | 0.7(1) | | | | | |
| 97.3 | 10 ⁺ - 8 ⁺ | 2.9(5) | 0.029(25) | 0.029(25) | 0.58(15) | -0.067(42) | |
| 524.1 | 10 ⁺ - 9 ⁻ | 2.0(2) | -0.017(14) | -0.017(14) | -0.35(6) | -0.066(45) | |
| 521.6 | 8 ⁺ - 6 ⁺ | 6.5(3) | 0.021(4) | 0.021(4) | 0.34(3) | -0.122(72) | |
| 767.3 | 6 ⁺ - 4 ⁺ | 10.8(3) | 0.032(6) | 0.035(3) | -0.092(98) | | |
| | | | | | | -0.075(30) | g(10 ⁺ , 12 ⁺)=-0.18(8) |
| 47.7 | 7 ⁻ - 5 ⁻ | 26.0(30) | | | | | |
| 587.2 | 5 ⁻ - 4 ⁺ | 44.9(6) | -0.031(3) | -0.031(3) | -0.33(2) | -0.038(19) | |
| 636.4 | 4 ⁺ - 2 ⁺ | 77.8(9) | 0.024(2) | 0.26(1) | -0.065(50) | | |
| 411.8 | 2 ⁺ - 0 ⁺ | 100 | 0.022(2) | 0.23(1) | -0.070(69) | | |
| | | | | | | -0.042(18) | g(7 ⁻) = -0.033(14) |

3. Обсуждение

3.1. 12⁺ и 10⁺ состояния в ядрах ^{196,198}Hg

Свойства основной полосы положительной четности в четных ядрах ртути были описаны в терминах двухквaziчастичного возбуждения (случай вращательного выстраивания [6]). Также предлага-

лась модель, в которой модель асимметричного ротатора Давыдова расширялась с включением взаимодействия между 0₁⁺ и 2₁⁺ квазичастичными возбуждениями, и результаты ее сравнивались с расчетами модели переменного момента инерции, также расширенной с учетом γ-деформаций. Для описания высокоспиновых состояний 10⁺ и 12⁺

рассматривались только $(\nu i_{13/2}^{-2})$ и $(\pi h_{11/2}^{-2})$ -конфигурации. Это значит, что эти состояния образуются вследствие выстраивания и развязывания нуклонной пары от системы ротатора силой Кориолиса. Был сделан вывод, что в случае $(\pi h_{11/2}^{-2})$ -конфигурации состояния 10^+ и 8^+ должны вырождаться, в то время как для $(\nu i_{13/2}^{-2})$ -конфигурации состояния 12^+ , 10^+ и 8^+ должны быть близко расположены друг к другу. Поскольку на практике наблюдается последнее, то в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$ тесно расположенные состояния 8^+ , 10^+ и 12^+ интерпретируются как вращательно-выстроенные состояния со структурой $(\nu i_{13/2}^{-2})$ и для них характерными являются малые отрицательные значения g -факторов (в противоположность большим положительным значениям для структуры типа $(\pi h_{11/2}^{-2})$).

Для состояния 12^+ со структурой $(\nu i_{13/2}^{-2})$ g -фактор выражается как [16]

$$g = g_R + (g_i - g_R) \frac{I_s}{I}, \quad (5)$$

где g_R - коллективный g -фактор; I_s - выстроенный спин развязанной частицы. В случае полного выстраивания $I_s = I$ и g -фактор равен одночастичному g_i . Из систематики экспериментальных данных для изотопов ртути и платины [17] следует значение $g_{ef}(i_{13/2}) \approx -0.16$. Используя эту величину, видим, что полученный g -фактор состояний 10^+ и 12^+ в $^{196,198}\text{Hg}$ согласуется с рассматриваемой интерпретацией. Для состояний 10^+ в работе [14] было получено следующее значение g -фактора: $g(10^+) = -0.24(4)$ для ^{194}Hg , что также хорошо согласуется с полученными нами величинами g -факторов $g(12^+ \text{ и } 10^+) = -0.19(6)$ для ^{196}Hg и $g(12^+ \text{ и } 10^+) = -0.18(8)$ для ^{198}Hg .

3.2. 7 состояния в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$

Ядерные g -факторы позволяют не только различать протонные и нейтронные состояния, но и

$$\begin{aligned} |7^- \rangle = & -0.25 |(\pi h_{11/2}, \pi d_{3/2}) 7^- \otimes 0^+ \rangle + 0.31 |(\nu i_{13/2}, \nu p_{1/2}) 7^- \otimes 0^+ \rangle + \\ & + 0.38 |(\nu i_{13/2}, \nu p_{3/2}) 5^- \otimes 2^+ \rangle + -0.33 |(\nu i_{13/2}, \nu p_{3/2}) 7^- \otimes 0^+ \rangle + \\ & + -0.37 |(\nu i_{13/2}, \nu f_{5/2}) 7^- \otimes 0^+ \rangle + -0.20 |(\nu i_{13/2}, \nu f_{5/2}) 7^- \otimes 2^+ \rangle + \\ & + 0.33 |(\nu i_{13/2}, \nu f_{5/2}) 9^- \otimes 2^+ \rangle + 0.26 |(\nu i_{13/2}, \nu f_{7/2}) 3^- \otimes 4^+ \rangle + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

С этой волновой функцией и эффективными одночастичными g -факторами вычисленный g -фактор состояния 7^- в ^{192}Hg равен 0.02(6), что очень близко к экспериментальным данным.

делая выводы о форме исследуемых ядер, g -факторы состояний 7^- в соседних ядрах $^{200,206}\text{Pb}$ и $^{186,188}\text{Os}$ имеют значения в диапазоне от -0.2 до -0.04. Форма ядер $^{186,188}\text{Os}$ вытянутая, ядра $^{200,206}\text{Pb}$ - сферические, ядрам же $^{196,198}\text{Hg}$ и $^{190,192,194}\text{Pt}$ первоначально приписывалась сплюснутая форма, поэтому изменение g -факторов в этих ядрах от малых отрицательных до больших положительных выглядит неожиданным.

Полосы отрицательной четности в ядрах изотопов ртути описываются в рамках модели "аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + две квазичастицы" [5]. В этом случае вблизи поверхности Ферми оказываются нейтронные состояния типа $(\nu i_{13/2}, \nu j)^2$. Однако в соседних ядрах платины уровни 5^- и 7^- расположены на 300 - 400 кэВ ниже, чем в ядрах ртути, и расчеты, сделанные в этой модели для ядер платины, оказались существенно расходящимися с экспериментальными данными.

Поэтому для описания энергетики полос отрицательной четности в ядрах $^{190,192,194}\text{Pt}$ модель "аксиально-симметричный ротатор + две квазичастицы" была расширена с учетом неаксиальных деформаций [2,], что означает γ -нестабильную (переходную) форму этих ядер. При этом оказывается, что внутренняя структура состояний, образующих эти полосы, определяется преимущественно протонами, находящимися вблизи поверхности Ферми, что соответствует $(\pi h_{11/2}, \pi j)^2$ -конфигурации этих состояний. Выполненные измерения [1] g -факторов состояний 7^- в ядрах $^{190,192,194}\text{Pt}$ подтвердили теоретические предсказания, поскольку значения g -факторов оказались большими и положительными.

Основные компоненты волновой функции состояния 7^- в ^{192}Hg в рамках модели "аксиально-симметричный ротатор + две квазичастицы" [8], состоящей на 15 % из протонной и на 85 % из нейтронной конфигураций:

Заключение

g-факторы состояний 12^+ и 10^+ подтверждают нейтронную ($\nu i_{13/2}^{-2}$) структуру этих состояний. g-факторы состояний 7^- подтверждают применимость модели «аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + две квазичастицы» для описания энергий ядер ртути. Сравнение полученных g-факторов с соответственными g-факторами состояний 7^- в соседних ядрах платины подтверждают предсказания модели «неаксиальный ро-

татор + две квазичастицы» о переходной форме этих ядер. Сравнение g-факторов состояний 7^- в ядрах $^{196,198}\text{Hg}$ и $^{190,192,194}\text{Pt}$ позволяют сделать вывод о смене структуры этих состояний от преимущественно ($\nu i_{13/2}^{-2}$) в ядрах ртути до преимущественно ($\pi h_{11/2}^{-2}$) в ядрах платины.

Авторы благодарят Sektion Physik, University of Munich, Germany за предоставленные HPGe детекторы с антикомптоновской защитой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Levon A.I. et al.* // Nucl. Phys. - 2006. - Vol. A764. - P. 24.
2. *Yadav H.L., Faessler A., Toki H., Castel B.* // Phys. Lett. - 1980. - Vol. 89B. - P. 307.
3. *Toki H., Neergård K., Vogel P., Faessler A.* // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A279. - P. 1.
4. *Yadav L., Toki H., Faessler A.* // Phys. Rev. Lett. - 1977. - Vol. 39. - P. - 1128.
5. *Neergård K., Vogel P., Radomski M.* // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A238. - P. - 199H.
6. *Stephens F. S., Simon R.S.* // Nucl. Phys. - 1972. - Vol. A 183. - P. - 257.
7. *Singh B.* // Nucl. Data Sheets. - 2003. - Vol. 99. - P. 275.
8. *Baglin C.M.* // Nucl. Data Sheets. - 1998. - Vol. 84. - P. 717.
9. *Browne E., Singh B.* // Nucl. Data Sheets. - 1996. - Vol. 79. - P. 277.
10. *Chunmei C., Gonging W., Zhenlan T.* // Nucl. Data Sheets. - 1998. - Vol. 83. - P. 145.
11. *Chunmei C.* // Nucl. Data Sheets. - 2002. - Vol. 95. - P. - 591.
12. *Kroth R., Hardt K., Guttormsen M. et al.* // Phys. Lett. - 1981. - Vol. 99B. - P. 209.
13. *Hjorth S.A., Lee I.Y., Beene J.R. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1980. Vol. 45. - P. 878.
14. *Kroth R., Bhattacharjee S.K., Günther Ch. et al.* // Phys. Lett. - 1980. - Vol. 97B. - P. 197.
15. *Горбачев Б.И., Левон А.И., Немец О.Ф. и др.* // Яд. физ. (Sov. J. Nucl. Phys.) - 1984. - Т. 39. - С. 518.
16. *Frauendorf S.* // Phys. Lett. - 1981. - Vol. 100B. - P. 219.
17. *Sergolle H., Aguer P., Bastin G. et al.* // Z. Phys. - 1983. - Vol. A313. - P. 289.

ЯДЕРНІ g-ФАКТОРИ ТА СТРУКТУРА ВИСОКОСПІНОВИХ 10^+ , 12^+ ТА 7^- СТАНІВ В ІЗОТОПАХ $^{196,198}\text{Hg}$

Ю. В. Носенко, О. І. Левон, І. Б. Ковгар, В. А. Оніщук, А. А. Шевчук

Для вимірювання g-факторів ізомерів у ядрах $^{196,198}\text{Hg}$, заселених в $(\alpha, 2n)$ -реакції, було застосовано метод інтегрального збуреного кутового розподілу (ІЗКР) у зовнішньому магнітному полі. Отримано такі результати: ^{196}Hg , $g(12^+ \text{ та } 10^+) = -0.19(6)$, $g(7^-) = -0.030(17)$; ^{198}Hg , $g(12^+ \text{ та } 10^+) = -0.18(8)$, $g(7^-) = -0.033(14)$. Обговорюється внутрішня структура ізомерів. g-фактори станів 12^+ та 10^+ підтверджують модель «аксіально-симетричний ротатор + дві квазічастинки». Виміряні g-фактори 7^- -станів в ізотопах ртути дозволяють підтвердити передбачення моделі «аксіальний ротатор + дві квазічастинки» для ядер ртути та перехід до триаксіальної форми в ядрах платини.

NUCLEAR g-FACTORS AND STRUCTURE OF THE HIGH-SPIN 10^+ , 12^+ AND 7^- STATES IN ISOTOPS $^{196,198}\text{Hg}$

Yu. V. Nosenko, A. I. Levon, I. B. Kovgar, V. A. Onischuk, A. A. Schevchuk

The integral perturbed angular distribution (IPAD) method in an external magnetic field has been used to measure the g-factors of isomers in the $^{196,198}\text{Hg}$ nuclei, populated in the $(\alpha, 2n)$ -reaction. The results are as follows: ^{196}Hg , $g(12^+ \text{ and } 10^+) = -0.19(6)$, $g(7^-) = -0.030(17)$; ^{198}Hg , $g(12^+ \text{ and } 10^+) = -0.18(8)$, $g(7^-) = -0.033(14)$. The intrinsic structure of the isomers is discussed. Measured g-factors of 12^+ and 10^+ states support model «axial-symmetric oblate rotor + two-quasiparticles». Measured g-factors of 7^- states in mercury allows to confirm prediction of model «axial-symmetric rotor plus two-quasiparticles» for Hg nuclei and transient form in the platinum nuclei.

Поступила в редакцию 04.07.06,
после доработки – 29.09.06.