

Исследование 1_1^- возбужденных состояний четно-четных ядерР. В. Джолос^{1,2,*}, Е. А. Колганова^{1,2,†}¹Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Объединенного института ядерных исследований

Россия, 141980, г. Дубна Московской обл., ул. Жоллио Кюри, 6

²Государственный университет «Дубна»

Россия, 141980, г. Дубна Московской обл., ул. Университетская, д. 19

(Поступила в редакцию 18.12.2023; после доработки 23.01.2024; подписана в печать 16.02.2024)

Дана общая информация о структуре и свойствах первых возбужденных 1^- -состояний четно-четных ядер. Обсуждаются малоизученные характеристики 1^- -состояний, которые представляют интерес для изучения в рамках программы исследований на комптоновском источнике монохроматических гамма-квантов ИЦФМ (ИНОК).

PACS: 21.10.Re, 21.10.Dg, 23.20.-g. УДК: 539.143

Ключевые слова: дипольные возбуждения, вероятности E1-переходов, структура ядра, четно-четные ядра.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2420202

ВВЕДЕНИЕ

Комптоновский источник монохроматических гамма-квантов, основанный на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах [1], предоставляет широкие возможности для изучения дипольных состояний атомных ядер. Среди проблем, которые могут быть исследованы в (γ, γ') -реакциях, изучение свойств первых возбужденных 1^- -состояний представляется весьма интересным. Эти состояния характеризуются относительно небольшими энергиями возбуждения и находятся в области низкой плотности возбужденных состояний ядра. Хотя вероятности возбуждения этих состояний составляют 10^{-3} от вероятности возбуждения гигантского дипольного резонанса, однако они на три порядка превосходят вероятности типичных E1-переходов в области низких энергий возбуждения.

В данной работе получен и обсуждается ряд соотношений между характеристиками низколежащих коллективных состояний обоих четностей, теоретический анализ которых нуждается в значительно большем объеме экспериментальных данных, чем имеющийся в настоящее время.

1. СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ 1^- -СОСТОЯНИЙ

Квадруполь-октупольные двухфононные состояния наблюдались во многих полумагических и близ-

ких к полумагическим ядрах [2–10]. Вывод о коллективной природе 1_1^- -состояний был сделан на основе следующих фактов:

- экспериментальная систематика энергий возбуждения и вероятностей E1-переходов демонстрирует плавную зависимость от массового числа, что указывает на коллективную природу этих состояний.
- энергия возбуждения 1_1^- -состояния коррелирует с суммой энергий возбуждения 2_1^+ - и 3_1^- -коллективных состояний.
- $0_1^+ \rightarrow 1_1^-$ -переходы характеризуются достаточно большими вероятностями, порядка мили W.u., которые, с одной стороны, на три порядка меньше, чем вероятности распада гигантского дипольного резонанса, но с другой стороны — на три порядка сильнее типичных низколежащих E1-переходов, что опять-таки указывает на коллективную природу 1_1^- -состояний.

В деформированных ядрах октупольные колебания происходят в аксиально деформированном среднем поле ядра, в результате чего в четно-четных ядрах появляется четыре состояния отрицательной четности с $K = 0, 1, 2$ и 3 , на которых базируются ротационные полосы. Ротационные полосы с $K = 0$ и 1 начинаются с 1^- -состояний, которые и можно наблюдать в экспериментах с пучками фотонов, генерируемых комптоновским источником.

Как следствие различия в структуре 1^- -состояний в рассматриваемых ядрах, в сферических ядрах с числом нуклонов $N = 82$ или несколько большим, ниже 4 МэВ наблюдается только один сильный переход из основного в 1^- -состояние ($^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$, $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$, $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$, $^{148}_{60}\text{Nd}_{88}$).

* E-mail: jolos@theor.jinr.ru

† E-mail: kea@theor.jinr.ru

В деформированных ядрах с $A = 150 - 174$ и энергией возбуждения ~ 1.5 МэВ наблюдаются один или два сильных перехода ($^{156}_{64}\text{Gd}_{82}$, $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$, $^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$).

В изотопах Rn, Ra, Th, U и Pu наблюдаются 1^- -состояния с необычно маленькими энергиями возбуждения, на которых базируются ротационные полосы молекулярного типа, т.е. ротационные полосы, объединяющие состояния обоих четностей [11–13].

2. ОПИСАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ 1^- -СОСТОЯНИЙ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР К ДЕФОРМИРОВАННЫМ

Для описания изменения структуры и свойств низколежащих возбужденных состояний четно-четных ядер отрицательной четности при переходе от сферически ядер к деформированным можно использовать следующий гамильтониан [14, 15]:

$$H = H_{quad} + \hbar\omega_3 \sum_{\mu} f_{3\mu}^+ f_{3\mu} + \kappa \sum_{\mu} (-1)^{\mu} Q_{2\mu}^{(quad)} Q_{2-\mu}^{(oct)}. \quad (1)$$

Здесь $f_{3\mu}^+$ ($f_{3\mu}$) — операторы рождения (уничтожения) октупольных фононов, H_{quad} описывает состояния ядра, связанные с квадрупольной модой возбуждения, $Q_{2\mu}^{(quad)}$ — часть массового квадрупольного оператора ядра, связанная с квадрупольными степенями свободы, а $Q_{2\mu}^{(oct)} = \sum_{mm'} C_{3m2\mu}^{3m'} f_{3m'}^+ f_{3m}$.

Слагаемые в $Q_{2\mu}^{(oct)}$, ведущие к изменению числа октупольных фононов на два, не учтены в последнем выражении, ввиду малости связанного с ними эффекта.

В сферическом пределе, где

$$H_{quad} = \hbar\omega_2 \sum_{\mu} d_{2\mu}^+ d_{2\mu}, \quad (2)$$

можно пренебречь связью квадрупольных моментов взаимодействующих мод, и вектор 1_1^- -состояния принимает вид:

$$|1_1^-\rangle_{\mu} = (d_2^+ f_3^+)_{1\mu} |0_1^+\rangle, \quad (3)$$

а его энергия равна

$$E(1_1^-) = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3. \quad (4)$$

Экспериментальные данные [4] показывают, что в полумагических и близких к ним ядрах энергии возбуждения 1_1^- -состояний близки к сумме энергий возбуждения 2_1^+ - и 3_1^- -состояний. Например, в ^{138}Ba $E(1_1^-) = 4026$ кэВ, а сумма $E(2_1^+) + E(3_1^-) = 4317$ кэВ. В ^{142}Nd $E(1_1^-) = 3425$ кэВ, а $E(2_1^+) + E(3_1^-) = 3661$ кэВ. В ^{142}Ce $E(1_1^-) = 2188$ кэВ, а $E(2_1^+) + E(3_1^-) = 2294$ кэВ.

Приведенные вероятности E1-переходов $V(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$ принимают в перечисленных выше ядрах значения от 2.5 mW.u. до 6.7 mW.u.

В пределе аксиальной деформации удобно преобразовать гамильтониан во внутреннюю систему координат, жестко связанную с деформированным средним потенциалом ядра. Пренебрегая флуктуациями квадрупольной моды и предполагая гармонический характер октупольных колебаний, получаем:

$$Q_{2\mu}^{(quad)} = \beta_2 D_{\mu 0}^2, \\ f_{3\mu}^+ = \sum_K D_{\mu K}^3 f_{3K}^+,$$

$$H = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left(\vec{I} - \vec{j}^{(oct)} \right)^2 + \sum_K (\hbar\omega_3 + \kappa\beta_2 C_{3K20}^{3K}) f_{3K}^+ f_{3K}, \quad (5)$$

где β_2 — квадрупольная деформация ядра, а коэффициенты Клебша–Гордана принимают следующие значения: $C_{3020}^{30} = -0.516$, $C_{3120}^{31} = -0.387$, $C_{3220}^{32} = 0$, $C_{3320}^{33} = +0.645$. Первое слагаемое в выражении для гамильтониана — это энергия вращения, включающая кориолисово взаимодействие. Здесь $\vec{j}_{\mu}^{(oct)}$ — угловой момент октупольной моды. Из приведенных выше значений коэффициентов Клебша–Гордана видно, что нижайшим по энергии будет 1^- -состояние с $K=0$.

Таким образом, при переходе от сферически ядер к деформированным происходит кардинальное изменение спектра возбужденных состояний отрицательной четности. Если в сферических ядрах $E(1_1^-) > E(3_1^-)$, то в деформированных ядрах $E(1_1^-) < E(3_1^-)$. Этот факт, связанный с изменениями в спектре возбужденных состояний отрицательной четности, дает дополнительную информацию о фазовом переходе, т.е. об области перехода от сферически ядер к деформированным. Для исследования этого перехода необходима экспериментальная информация о возбужденных состояниях отрицательной четности в целом ряде цепочек изотопов различных элементов, включающих как сферические, так и деформированные ядра. Имеющейся в настоящий момент информации недостаточно для детального исследования такого перехода.

3. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ПРИВЕДЕННЫМИ ВЕРОЯТНОСТЯМИ E1-ПЕРЕХОДОВ

$V(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$ И $V(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)$

Для понимания свойств низколежащих состояний отрицательной четности важно выяснить, нет ли каких-то систематически соотношений между вероятностями E1-переходов, присущих многим ядрам. Такое соотношение было найдено между вероятностями E1-переходов из 1_1^- в основное состояние и между 3_1^- - и 2_1^+ -состояниями. Как правило, наиболее интенсивный канал распада 3_1^- -состояния — это E1-переход в 2_1^+ -состояние. В большинстве тяжелых вибрационных ядер этот переход ответствен за более чем 90% полной вероятности распада 3_1^- -состояния.

Из экспериментальных данных [8, 16, 17] видно, что отношение $B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)/B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)$ приблизительно равно единице и изменяется в пределах коэффициента 2. Например, в ^{144}Sm $B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+) = 6.5(9)10^{-3} e^2\text{Фм}^2$, а $B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+) = 5.0(7)10^{-3} e^2\text{Фм}^2$. В ^{140}Ce $B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+) = 5.6(3)10^{-3} e^2\text{Фм}^2$, а $B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+) = 6.6 \cdot 10^{-3} e^2\text{Фм}^2$. В ^{106}Pd $B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+) = 0.42(2)10^{-3} e^2\text{Фм}^2$, а $B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+) = 0.20(9)10^{-3} e^2\text{Фм}^2$. Объяснить эти данные можно, воспользовавшись Q-фононным представлением низколежащих коллективных состояний, установленным в рамках модели взаимодействующих бозонов:

$$\begin{aligned} |2_1^+, \mu\rangle &\sim \hat{Q}_{2\mu}|0_1^+\rangle, \\ |3_1^-, \mu\rangle &\sim \hat{Q}_{3\mu}|0_1^+\rangle, \\ |1_1^-, \mu\rangle &\sim (\hat{Q}_3\hat{Q}_2)|0_1^+\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

В этих соотношениях операторы $\hat{Q}_{2\mu}$ и $\hat{Q}_{3\mu}$ — это операторы квадрупольного и октупольного моментов ядра. Используя то обстоятельство, что $\hat{Q}_{2\mu}$, $\hat{Q}_{3\mu}$ и $T(E1)_\mu$ зависят только от координат нуклонов ядра, можно получить следующее соотношение между приведенными матричными элементами:

$$\langle 1_1^- || T(E1) || 0_1^+ \rangle = \langle 3_1^- || T(E1) || 2_1^+ \rangle, \quad (7)$$

из которого следует, что

$$\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)} = \frac{7}{3}. \quad (8)$$

При рассмотрении деформированных ядер удобно воспользоваться выражением для оператора E1-переходов, предложенным в рамках коллективной модели ядра [18, 19]

$$T(E1)_\mu = e_1(\alpha_2\alpha_3)_{1\mu}, \quad (9)$$

где в случае деформированных ядер $\alpha_{2\mu} = D_{\mu 0}^2\beta_2$, $\alpha_{3\mu} = \sum_K D_{\mu K}^3(f_{3K}^+ + (-1)^K f_{3-K})$. Подставляя $\alpha_{2\mu}$ и $\alpha_{3\mu}$ в выражение для $T(E1)_\mu$ и учитывая то обстоятельство, что нижайшее 1^- -состояние имеет в случае ядер с аксиальной симметричной квадрупольной деформацией $K = 0$ получаем:

$$T(E1)_\mu \sim D_{\mu 0}^1(f_{30}^+ + f_{30}). \quad (10)$$

Используя выражения для волновых векторов рассматриваемых состояний

$$\begin{aligned} |2_1^+ M\rangle &\sim D_{M0}^2|0\rangle, \\ |3_1^- M\rangle &\sim D_{M0}^3 f_{30}^+ |0\rangle, \\ |1_1^- M\rangle &\sim D_{M0}^1 f_{30}^+ |0\rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

получаем в результате прямых вычислений, что

$$\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)} = \frac{7}{9}. \quad (12)$$

4. СРАВНЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ E2-ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ОСНОВНОЙ РОТАЦИОННОЙ ПОЛОСЫ И МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ РОТАЦИОННОЙ ПОЛОСЫ, ПОСТРОЕННОЙ НА 1_1^- -СОСТОЯНИИ

Экспериментальные исследования низколежащих состояний положительной и отрицательной четности в актинидах и изотопах Ва и Се показали, что эти ядра имеют зеркально асимметричную форму или, по крайней мере, характеризуются сильными зеркально асимметричными корреляциями, наряду с сильно коллективизированной квадрупольной модой [11, 12, 20].

Экспериментальные данные о вероятностях E2-переходов в ^{144}Ba между состояниями, формирующими ротационную полосу молекулярного типа (переменной четности), продемонстрировали значительно более сильные E2-переходы между состояниями отрицательной четности по сравнению с переходами между состояниями положительной четности [9].

Этот эффект может быть объяснен большей величиной квадрупольной деформации у состояний отрицательной четности по сравнению с состояниями положительной четности. Такая ситуация может реализоваться, если потенциальная энергия деформации ядра в плоскости переменных $\beta_{20} - \beta_{30}$ имеет два симметрично расположенных минимума при $\beta_{30} \neq 0$, а барьер, разделяющий эти два минимума (находящийся при $\beta_{30} = 0$), расположен при меньшем значении β_{20} , чем оба минимума. Вследствие того, что волновые функции состояний отрицательной четности нечетны относительно изменения знака β_{30} , а состояния положительной четности — четны, то последние отличны от нуля на барьере и имеют эффективно меньшую квадрупольную деформацию, чем состояния отрицательной четности, чьи волновые функции сдвинуты в сторону минимумов потенциальной энергии, т.е. в сторону большей квадрупольной деформации.

В противоположность рассмотренной выше ситуации исследование зависимости вероятности E2-перехода в ^{148}Nd , чья потенциальная энергия деформации имеет минимум при $\beta_{30} = 0$, показало, что в этом ядре вероятность E2-перехода между состояниями отрицательной четности меньше, чем между состояниями положительной четности [6, 10].

Возможное объяснение этого эффекта состоит в том, что в ^{148}Nd состояния отрицательной четности характеризуются ненулевыми средними значениями квадрата проекции углового момента на ось симметрии ядра ($\langle K^2 \rangle \neq 0$), что является следствием кориолисова взаимодействия. Тогда как состояния положительной четности имеют с хорошей точностью $K = 0$. С учетом кориолисова смешивания состояний отрицательной четности с различными K приведенный матричный элемент для вероятно-

сти E2 перехода принимает вид:

$$\langle I||Q_2||I-2\rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \sqrt{2I-3} C_{I-2020}^{I0} \otimes \left(1 - \frac{1}{2}(1 - (-1)^I) \frac{\langle I-1||K^2||I-1\rangle}{(I - \frac{1}{2})^2}\right). \quad (13)$$

К сожалению, экспериментальная информация о зависимости вероятности E2-переходов от четности в четно-четных ядрах практически отсутствует.

5. ОТНОШЕНИЕ

$$R \equiv \mathbf{B}(E1; 1_1^- \rightarrow 2_1^+) / \mathbf{B}(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$$

В деформированных ядрах отношение R позволяет определить величину проекции углового момента K 1_1^- -состояния на ось симметрии ядра. Согласно правилам Алага $R=2$ в случае $K=0$ или $R=0.5$ в случае $K=1$. Мы покажем, что в случае сферических ядер при наличии ангармонических эффектов отношение R коррелирует с величиной квадрупольного момента 1_1^- -состояния. Чтобы получить это соотношение, воспользуемся уже упоминавшимся выше Q-фононным представлением вектора 2_1^+ -состояния:

$$|2_1^+ \mu\rangle = \mathcal{N}_{2_1^+} \hat{Q}_{2\mu} |0_1^+\rangle, \quad (14)$$

где $\mathcal{N}_{2_1^+}^{-2} = \frac{1}{\sqrt{5}} \langle 0_1^+ | (Q_2 Q_2)_0 | 0_1^+ \rangle$, и коммутативностью операторов $Q_{2\mu}$ и $T(E1)$:

$$\begin{aligned} \langle 1_1^- M' | T(E1)_\mu | 2_1^+ M \rangle &= \\ &= \mathcal{N}_{2_1^+} \langle 1_1^- M' | T(E1)_\mu Q_{2M} | 0_1^+ \rangle = \\ &= \mathcal{N}_{2_1^+} \langle 1_1^- M' | Q_{2M} T(E1)_\mu | 0_1^+ \rangle \approx \\ &\approx \mathcal{N}_{2_1^+} \langle 1_1^- M' | Q_{2M} | 1_1^- \mu \rangle \langle 1_1^- \mu | T(E1)_\mu | 0_1^+ \rangle. \end{aligned} \quad (15)$$

Из (15) следует, что

$$\begin{aligned} \langle 1_1^- || T(E1) || 2_1^+ \rangle &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \mathcal{N}_{2_1^+} \langle 1_1^- || Q_2 || 1_1^- \rangle \langle 1_1^- || T(E1) || 0_1^+ \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя выражение для $\mathcal{N}_{2_1^+}$, получаем из (16)

$$\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 2_1^+)}{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)} = \frac{1}{3} \frac{\langle 1_1^- || Q_2 || 1_1^- \rangle^2}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}. \quad (17)$$

Таким образом, в случае ядер, переходных между сферическими и деформированными, экспериментальная информация о величине R позволяет косвенным образом получить информацию о квадрупольном моменте 1_1^- , что является чрезвычайно сложной экспериментальной задачей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим те экспериментальные исследования, которые представляют интерес для понимания структуры низколежащих состояний атомных ядер и могут быть включены в программу исследований на комптоновском источнике монохроматических гамма-квантов НЦФМ:

- переходы от ядер с $E(3_1^-) < E(1_1^-)$ к ядрам с $E(3_1^-) > E(1_1^-)$. Это одна из характеристик фазового перехода от сферических ядер к деформированным;
- изменение отношения $\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)}$ при переходе от сферических ядер к деформированным;
- E2-переходы между состояниями положительной и отрицательной четности в ротационных полосах. Это даст информацию о потенциальной энергии деформации ядер в плоскости переменных $\beta_{20} - \beta_{30}$;
- изменение величины отношения $R = B(E1; 1_1^- \rightarrow 2_1^+) / B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$ при переходе от деформированных к сферическим ядрам. В случае деформированных ядер это отношение позволяет определить значение K для 1_1^- -состояния или же определить величину смешивания по K кориолисовым взаимодействием. В случае сферических ядер знание этого отношения позволяет определить квадрупольный момент 1_1^- -состояния.

Авторы благодарят Национальный центр физики и математики за поддержку.

[1] Григоренко Л.В. и др. // *Физмат.* **1.** 121. (2023) (в печати).
 [2] Cottle P.D., Bromley D.A. // *Phys. Lett. B.* **182.** 129. (1986).
 [3] Zilges A., von Brentano P., Friedrichs H. et al. // *Z. Phys. A.* **340.** 155. (1991).

[4] Herzberg R.-D., Bauske I., von Brentano et al. // *Nucl. Phys. A.* **592.** 211. (1995).
 [5] Kneissl U., Pitz H.H., Zilges A. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37.** 349. (1996).
 [6] Ibbotson R.W., White C.A., Czosnyka T. et al. // *Nucl. Phys. A.* **619.** 213. (1997).

- [7] Fransen C., Beck O., von Brentano et al. // *Phys. Rev. C*. **57**. 129. (1998).
- [8] Pietralla N. // *Phys. Rev. C*. **59**. 2941. (1999).
- [9] Shneidman T.M., Jolos R.V., Krücken R. et al. // *Eur. Phys. J. A*. **25**. 387. (2005).
- [10] Ibbotson R., White C.A., Czosnyka T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **71**. 1990. (1993).
- [11] Ahmad I., Butler P.A. // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**. 71. (1993).
- [12] Butler P.A., Nazarewicz W. // *Rev. Mod. Phys.* **68**. 349. (1996).
- [13] Jolos R.V., Kolganova E.A., Mardyban E.V., Shneidman T.M. // *Int. J. Mod. Phys. E*. **32**. 234002. (2023).
- [14] Nomura M. // *Phys. Lett. B*. **55**. 357. (1975).
- [15] Zolnowski D.R., Kishimoto T., Gono Y., Sugihara T.T. // *Phys. Lett. B*. **55**. 453. (1975). https://journals.scholarsportal.info/login?url=/03702693/v55i0005_1/453_nsi1aaqcm.xml
- [16] Cottle P.D. // *Z. Phys.* **A349**. 115. (1994).
- [17] Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21**. P.1217. (1995).
- [18] Струтинский В.М. // Атомная энергия. **1**. С. 150. (1956). https://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t1-4_1956/p150/
- [19] Бор О., Моттельсон Б. // Структура атомного ядра, Т. 2, М., 1975.
- [20] Leander G.A., Nazarewicz W., Olanders P. et al. // *Phys. Lett. B*. **152**. 284. (1985).

Investigation of 1^- excited states of even-even nuclei

R. V. Jolos^a, E. A. Kolganova^b

¹*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²*Dubna State University, 141980 Dubna, Moscow region, Russia*

E-mail: ^ajolos@theor.jinr.ru, ^bkea@theor.jinr.ru

General information on the structure and properties of the first excited 1^- states of even-even nuclei is given. Poorly-studied characteristics of 1^- states which are of interest for study within the framework of the research program at the Compton source of monochromatic gamma rays of ICPM INOC are discussed.

PACS: 21.10.Re, 21.10.Dr, 23.20.-g.

Keywords: dipole excitations, E1 transition probabilities, even-even nuclei, nuclear structure.

Received 18 December 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Джолос Ростислав Владимирович — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник ЛТФ ОИЯИ; тел.: (496) 216-35-54, e-mail: jolos@theor.jinr.ru.
2. Колганова Елена Александровна — доктор физ.-мат. наук, доцент, вед. науч. сотрудник ЛТФ ОИЯИ; тел.: (496) 216-32-49, e-mail: kea@theor.jinr.ru.