

С 341а

К-903

Изв. АН СССР, сер. физ.,
1968, т. 32, № 5, с. 831-840

28/XII 67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3576



А.А. Кулиев, Н.И. Пятов

ЕО-ПЕРЕХОДЫ И СТРУКТУРА O^+ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

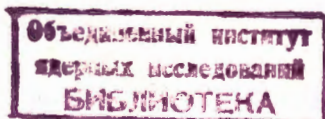
1967.

P4 - 3576

А.А. Кулиев, Н.И. Пятов

ЕО-ПЕРЕХОДЫ И СТРУКТУРА O^+ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в Изв. АН СССР



В в е д е н и е

Монопольные электрические переходы являются важным инструментом в экспериментальном исследовании возбужденных 0^+ состояний и их ротационных групп. Теория E0-переходов была развита Черчем и Венезером^{/1/}, которые определили приведенную вероятность перехода как

$$\rho(E0) = \sum_p \int \Psi_f^* \left[\left(\frac{r_p}{R_0} \right)^2 - \sigma \left(\frac{r_p}{R_0} \right)^4 + \dots \right] \Psi_i dr, \quad (1)$$

где Ψ_i и Ψ_f - волновые функции начального и конечного ядерных состояний, r_p - радиус-вектор протона, R_0 - радиус ядра, а σ определяется распределением заряда в ядре и обычно мало.

Для сфероидальных ядер были проведены численные расчеты матричных элементов E0-переходов с β -вибрационных уровней на основе различных модельных представлений о структуре ядер^{/2-5/}. Расмуссен^{/2/} ввел безразмерное отношение

$$X = \frac{e^2 R_0^4 \rho(E0)^2}{B(E2, 0 \rightarrow 2)}, \quad (2)$$

в котором $B(E2, 0 \rightarrow 2)$ - приведенная вероятность E2-перехода. В модели колеблющегося, однородно заряженного сфероида для этой величины получено простое выражение^{/2/}:

$$X = 4 \beta^2, \quad (3)$$

где β - параметр деформации ядра.

В рамках одночастичной модели, при условии когерентного вклада всех протонов, отношение вероятностей E0-и E2-переходов примерно вдвое больше, чем в вышеуказанной модели^{/2/}:

$$X \approx 9 \beta^2 . \quad (4)$$

Сравнение расчетов с экспериментальными данными показало, что обе модели предсказывают слишком большие $\rho(E0)$ и X /2,3/.

Модель неаксиальных ядер предсказывает β и γ вибрационные 0^+ -состояния. Численные расчеты $\rho(E0)$ и X в этой модели были проведены Давыдовым и Ростовским /4/. Расчеты и сравнение с экспериментом показали, что нижайшие 0^+ -возбуждения в деформированных ядрах являются β -вибрациями. Однако и эта модель предсказывает большие $\rho(E0)$ и X . Гамма-вибрационные 0^+ -состояния в этой модели характеризуются большими значениями $X \approx 10$.

В рамках микроскопической модели со спариванием и квадрупольными взаимодействиями расчеты $\rho(E0)$ и X были проведены в работах /5,6/. Вычисленные в работе /5/ значения X систематически больше, чем дает формула (3).

Цель настоящей работы - связать значения $\rho(E0)$ и X со структурой ядерных 0^+ возбуждений. Нами проведены расчеты энергий 0^+ -возбуждений, $\rho(E0)$ и X в рамках ранее предложенной модели с учетом спиновых взаимодействий /7,8/ и анализ экспериментальных данных.

Т е о р и я

Известно, что в деформированных ядрах существует несколько различных по структуре типов 0^+ -возбуждений:

а) Парные вибрации, обусловленные парными взаимодействиями /9,10/. Эти возбуждения (нейтронные и протонные независимо) лежат выше энергетической щели ($\omega > 2C$).

б) β -вибрации, лежащие ниже энергетической щели и характеризующиеся, как правило, большими значениями $B(E2)$. Появление этих состояний обусловлено остаточными квадрупольными взаимодействиями типа:

$$- \kappa_q \frac{r_1^2}{r_1} \frac{r_2^2}{r_2} Y_{2\mu}^{*(1)} Y_{2\mu}^{(2)} , \quad (5)$$

где κ_q - квадрупольная константа связи, r_1 - радиусы-векторы частиц, $Y_{2\mu}$ - сферические функции. Исследованию этих 0^+ возбуждений посвящен ряд работ

(см., например, /5,10/). Возбуждения этого типа связаны с парными вибрациями.

в) Спин-квадрупольные возбуждения, обусловленные остаточными взаимодействиями типа:

$$-\kappa_1 r_1^2 r_2^2 (\sigma_1 Y_2^{(1)})_{2\mu}^* (\sigma_2 Y_2^{(2)})_{2\mu}, \quad (6)$$

где κ_1 - спин-квадрупольная константа связи, а σ_1 - матрицы Паули. Эти состояния исследовались в работах /7,8,11/. Было показано, что спин-квадрупольные взаимодействия могут генерировать 0^+ возбуждения ниже энергетической щели. В действительности, спин-квадрупольные 0^+ -состояния связаны с β -вибрациями и не связаны с парными вибрациями.

Каждому из указанных типов 0^+ -возбуждений соответствует определенная структура волновой функции. Так, волновая функция парных вибраций является суперпозицией пар (каждая пара на одном уровне) квазичастиц. Волновая функция β вибраций включает также пары квазичастиц, сидящие на различных одночастичных уровнях. Вклад этих состояний обычно невелик. Спин-квадрупольная сила не имеет диагональных одночастичных матричных элементов, поэтому волновая функция спин-квадрупольных состояний включает только квазичастицы, сидящие на разных уровнях.

Для любого из этих типов возбуждений легко получить в приближении вторичного квантования следующие формулы приведенных вероятностей $\rho(E0)$ и $B(E2)$ /7/

$$\rho(E0)^2 = \frac{1}{2 R_0^4} \left| e_p \sum_{(prot)} U_{\alpha\alpha'} g_{\alpha\alpha'} r_{\alpha\alpha'} + e_n \sum_{(neutr)} U_{\alpha\alpha'} g_{\alpha\alpha'} r_{\alpha\alpha'} \right|^2, \quad (7)$$

$$B(E2) = \frac{1}{2} \left| e_p \sum_{(prot)} U_{\alpha\alpha'} g_{\alpha\alpha'} q_{\alpha\alpha'} + e_n \sum_{(neutr)} U_{\alpha\alpha'} g_{\alpha\alpha'} q_{\alpha\alpha'} \right|^2, \quad (8)$$

где $U_{\alpha\alpha'} = u_{\alpha} v_{\alpha'} + u_{\alpha'} v_{\alpha}$, $r_{\alpha\alpha'}$ и $q_{\alpha\alpha'}$ - одночастичные матрич-

ные элементы E0-и E2-переходов соответственно, а $g_{\alpha\alpha'}$ - амплитуда двух-квазичастичных состояний в волновой функции 0^+ возбуждения (см., например, /7,8,10/). В формулах (7) и (8) введены эффективные заряды нейтрона и протона:

$$e_p = e + e_{\text{eff}} ; e_n = e_{\text{eff}} . \quad (9)$$

Исследуем отношение X (формула (2)) для различных типов 0^+ -возбуждений.

а) Парные вибрации

Ввиду независимости нейтронных и протонных парных вибраций отношение вероятностей E0-и E2-переходов не зависит от параметра эффективного заряда и определяется формулой:

$$X = \left| \frac{\sum_{\alpha\alpha'} r_{\alpha\alpha'} (E_{\alpha\alpha'} - E_{\alpha}) / \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\alpha'} (4\epsilon_{\alpha}^2 - \omega^2) (4\epsilon_{\alpha'}^2 - \omega^2)}{\sum_{\alpha\alpha'} q_{\alpha\alpha'} (E_{\alpha\alpha'} - E_{\alpha}) / \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\alpha'} (4\epsilon_{\alpha}^2 - \omega^2) (4\epsilon_{\alpha'}^2 - \omega^2)} \right|^2 \quad (10)$$

где $\epsilon_{\alpha} = [(E_{\alpha} - \lambda)^2 + C^2]^{1/2}$ - одноквазичастичные энергии, E_{α} - одночастичные уровни среднего поля, λ - химический потенциал, а ω - энергия 0^+ -возбуждения. Суммирование проводится по нейтронным (если $e_{\text{eff}} \neq 0$), либо по протонным одночастичным состояниям.

Матричные элементы $r_{\alpha\alpha'}$ (от оператора r^2) в модели Нильссона равны:

$$\langle N \Omega | r^2 | N \Omega \rangle = N + 3/2 , \quad (11)$$

где N - главное квантовое число.

Вклады различных состояний в сумму некогерентны, поэтому величину X можно оценить только при $\omega \approx 2\epsilon_{\alpha}$

$$X = \left| \frac{r_{\alpha\alpha}}{q_{\alpha\alpha}} \right|^2 . \quad (12)$$

Отсюда следует, что для двухквазичастичных 0^+ -состояний (обе квазичастицы на одном уровне), в общем случае можно ожидать больших значений $X \gg 1$, так как матричные элементы q_{\dots} всегда значительно меньше r_{\dots} .

Числитель выражения (10) с точностью до фактора, зависящего от энергии возбуждения, определяет приведенную вероятность $\rho(E0)$. Матричные элементы r_{\dots} одного знака и постоянны внутри одной оболочки. Если вынести за знак суммы некоторую среднюю величину \bar{r} , то очевидно, что $\rho(E0) \neq 0$. Следовательно, в общем, $\rho(E,0)$ мало для парных вибраций.

б) Спин-квадрупольные возбуждения.

В этом случае амплитуды g_{\dots} имеют вид (с точностью до фактора, зависящего от энергии ω) $/7,8/$:

$$g_{\dots} \approx \frac{L_{\dots}, t_{\dots}}{\epsilon_{\dots}^2 - \omega^2}, \quad (13)$$

где $L_{\dots} = u_{\dots} v_{\dots} - u_{\dots} v_{\dots}$, t_{\dots} - одночастичные матричные элементы спин-квадрупольной силы ($t_{\dots} = 0$). Для отношения вероятностей E0- и E2-переходов легко получить выражение:

$$X = \left| \frac{e_p \sum_{(prot)} U_{\dots} L_{\dots} t_{\dots} r_{\dots} / (\epsilon_{\dots}^2 - \omega^2) + e_n \sum_{(neutr)} \dots}{e_p \sum_{(prot)} U_{\dots} L_{\dots} t_{\dots} q_{\dots} / (\epsilon_{\dots}^2 - \omega^2) + e_n \sum_{(neutr)} \dots} \right|^2 \quad (14)$$

Для состояний в одной оболочке N все $r_{\dots} = 0$ (кроме диагональных, которые не входят в суммы). Основной вклад в суммы в числителе формулы (14) дают матричные элементы r_{\dots} для состояний с $\Delta N = \Delta n_z = \pm 2$. В суммы в знаменателе дают вклад все состояния. Поэтому в общем случае можно ожидать, что для спин-квадрупольных 0^+ возбуждений $X \ll 1$ и $\rho(E0)$ мало. Особенно малые значения X можно ожидать для 0^+ -состояний, близких по структуре к двухквазичастичным, если квазичастицы находятся на разных уровнях одной и той же оболочки.

в) β - вибрации.

Для чистых β -вибраций (без исключения духового состояния, т.е. без учета связи с парными вибрациями) амплитуды g_{\dots} с точностью до фактора, зависящего от энергии ω , имеют вид:

$$E_{\alpha\alpha'} = \frac{\epsilon_{\alpha\alpha'} U_{\alpha\alpha'}^2 q_{\alpha\alpha'}}{\epsilon_{\alpha\alpha'}^2 - \omega^2} \quad (15)$$

Для X получаем выражение:

$$X = \left| \frac{e_p \sum_{(prot)} \frac{\epsilon_{\alpha\alpha'} U_{\alpha\alpha'}^2 q_{\alpha\alpha'}}{\epsilon_{\alpha\alpha'}^2 - \omega^2} + e_n \sum_{(neutr)} \dots}{e_p \sum_{(prot)} \frac{\epsilon_{\alpha\alpha'} U_{\alpha\alpha'}^2 q_{\alpha\alpha'}^2}{\epsilon_{\alpha\alpha'}^2 - \omega^2} + e_n \sum_{(neutr)} \dots} \right|^2 \quad (16)$$

Из-за когерентности вкладов в суммы в знаменателе и некогерентности вкладов в суммы в числителе, можно ожидать, что $X < 1$. Учет связи β -вибраций с парными вибрациями усложняет все формулы, нарушает когерентность. Однако для низколежащих 0^+ -состояний ($\omega < 1 \text{ MeV}$) эффекты связи малы и для них, по-прежнему, можно ожидать значений $X < 1$. Связь парных вибраций с β -вибрациями может оказаться существенной при $\omega \approx 2C$, где интерференция фононов β -вибрации и парных вибраций может существенно изменить величину X .

При учете связи спин-квадрупольных возбуждений с β -вибрационными, нельзя предсказать определенных границ для $\rho(E0)$. Если спин-квадрупольные возбуждения появляются ниже щели ($\omega < 2C$), то интерференция спин-квадрупольного и β -вибрационного фононов может существенно изменить X , $\rho(E0)$ и $B(E2)$ даже для низколежащих 0^+ -возбуждений, так как, как правило, амплитуды смешивания этих фононов имеют противоположные знаки для нижайших 0^+ -возбуждений /11/.

Результаты и обсуждение

x

Численные расчеты энергий 0^+ -состояний $\rho(E0)$, $B(E2)$ и безразмерного отношения X были проведены для редкоземельных ядер. В расчетах использовались по 40 протонных и нейтронных уровней схемы Нильссона из работы /12/. Были учтены все возможные одночастичные матричные элементы $q_{\alpha\alpha'}$, $t_{\alpha\alpha'}$ и $r_{\alpha\alpha'}$.

Результаты расчетов для протонных и нейтронных парных вибраций - в таблице 1. При вычислении $V(E2)$ и $\rho(E0)$ использовано значение параметра эффективного заряда $e_{\text{eff}} = 0,2$ (отношение X не зависит от e_{eff}). Расчеты подтвердили малость $\rho(E0)$ и $V(E2)$ для парных вибраций, однако, отношение X варьируется в широких пределах. Как правило, энергии парных вибраций велики. Однако в ряде случаев эти состояния можно идентифицировать с экспериментально обнаруженными состояниями. Так, в ^{168}Yb обнаружено 0^+ состояние с энергией 1543 кэв, для которого установлено, что $\rho^2(E0) > 3 \cdot 10^{-5}$, а $X \approx 1$ (см. ссылку 8,13 к таблице 3). По-видимому, это состояние можно идентифицировать с нейтронной парной вибрацией $N = 98$. В ^{164}Er обнаружены 0^+ состояния с энергиями 1766 и 2170 кэв и значениями X , равными $0,78 \pm 0,11$ и $1,76 \pm 0,25$ соответственно (см. ссылку 11 к таблице 3). В этой области энергий теория предсказывает появление протонной и нейтронной парных вибраций с близкими к экспериментальным значениям X . Заметим, что и в ^{168}Yb , и в ^{164}Er ниже указанных состояний обнаружены еще по два 0^+ состояния, которые никак не могут быть идентифицированы с парными вибрациями.

Расчеты подтвердили малость $\rho(E0)$ для чистых спин-квадрупольных 0^+ -возбуждений (см. табл. 2). В расчетах использованы экспериментальные значения энергий 0^+ состояний. Оказалось, что им соответствуют небольшие вариации параметра κ_1 от ядра к ядру. Значения $\rho(E0)$, $V(E2)$ и X слабо меняются от ядра к ядру. Ввиду малости $V(E2)$ пока затруднительно провести идентификацию наблюдавшихся 0^+ состояний с чистыми спин-квадрупольными возбуждениями, хотя теоретические значения X того же порядка, что и экспериментальные для нижайших 0^+ возбуждений.

В таблице 3 приведены результаты расчетов с учетом связи β -вибраций с парными вибрациями ($\kappa_1 = 0$), а также для общего случая, с учетом связи β вибраций и спин-квадрупольных возбуждений. В 10-13 столбцах таблицы приведены экспериментальные данные.

Расчеты показали, что без учета спин-квадрупольных взаимодействий невозможно объяснить появление вторых низколежащих 0^+ -состояний. Связь β вибраций со спин-квадрупольными возбуждениями приводит к уменьшению $\rho(E0)$, $V(E2)$ и X для нижайших 0^+ состояний. В ряде ядер интерференционные эффекты очень сильны, и могут приводить к образованию 0^+ возбуждений (ниже энергетической щели) со значениями $X \approx 10^{-2} - 10^{-3}$.

Энергетическая зависимость параметра X для различных по структуре 0^+ возбуждений показана на рис. 1 для ядра ^{166}Er . Видно, что для спин-квадрупольных возбуждений X слабо зависит от ω . В случае β -вибраций (без учета связи с парными вибрациями) X также слабо зависит от энергии состояния. Связь β -вибраций с парными вибрациями приводит, как правило, к резким скачкам значений X вблизи энергий парных вибраций. Однако только связь β -вибраций и спин-квадрупольных возбуждений может сильно понижать величину X для нижайших 0^+ состояний.

На рис. 2 показана зависимость $\rho(E0)$ от величины параметра эффективного заряда e_{eff} при различных значениях κ_t . Расчеты показывают, что величина X слабо уменьшается с увеличением e_{eff} (для спин-квадрупольных возбуждений и β -вибраций).

Для всех ядер расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при учете спин-квадрупольных взаимодействий.

В ряде случаев теория предсказывает очень большое значение X для 0^+ высоколежащих 0^+ -возбуждений (как и теория Давыдова для γ вибрационных 0^+ состояний^{/4/}). Эти состояния обычно по структуре близки к парным вибрациям (например, в ^{158}Dy).

Отметим, что теория объясняет тенденцию роста значений X с повышением энергии 0^+ возбуждений (например, в ^{164}Er). Однако среди состояний с высокими значениями X могут появиться также состояния с очень малыми X , экспериментальное наблюдение которых, очевидно, затруднительно. Резкое падение X для высоколежащих 0^+ возбуждений может быть объяснено интерференцией нейтронных и протонных парных вибраций, связанных между собой квадрупольными взаимодействиями.

Наконец, отметим, что интерференция β -вибрации и спин-квадрупольных возбуждений приводит также к сильному уменьшению скорости разрешенного β -распада на нижайшее 0^+ состояние^{/11/}.

З а к л ю ч е н и е

Итак, мы исследовали связь значений $\rho(E0)$, $B(E2)$ и их отношения X со структурой 0^+ возбуждений в деформированных ядрах. Установлено, что для парных вибраций и спин-квадрупольных возбуждений значения $\rho(E0)$ и $B(E2)$

значительно меньше, чем для β -вибраций. Однако значений $X > 1$ можно ожидать только для парных вибраций. Проведена идентификация ряда наблюдавшихся 0^+ состояний как парных вибраций. Теоретически объяснена тенденция роста X с увеличением энергии 0^+ возбуждения. Показано, что интерференция различных типов возбуждений играет важную роль и может приводить к сильному уменьшению X даже для низколежащих 0^+ возбуждений. В последнем случае можно ожидать заметной величины $M1$ -компоненты при $2^+ \rightarrow 2^+$ -гамма-переходе между ротационными уровнями основного и возбужденного состояний.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. В.Г. Соловьеву за интерес к работе и Б.Н. Калинин за полезные дискуссии. Авторы благодарны К.Я. Громову, Е.П. Григорьеву, Н.А. Бонч-Осмоловской и В.А. Морозову за обсуждение экспериментальных данных и А.А. Корнейчуку и К.М. Железновой за помощь при составлении программы численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. E.L. Church, J. Weneser. *Phys. Rev.*, 103 (1956) 1035
2. J.O. Rasmussen, *Nucl. Phys.* 19 (1960) 85
3. A.S. Reiner, *Nucl. Phys.* 27 (1961) 115
4. A.S. Davydov, V.S. Rostowsky, *Nucl. Phys.* 60 (1964) 529
5. D.R. Bes, *Nucl. Phys.* 49 (1963) 544
6. П. Фогель. *Ядерная физика* 1, 752 (1965).
7. К.М. Железнова, Р.И. Пятов, М.И. Черней. *Изв. АН СССР, сер. физ.* 31, 550 (1967).
8. N.I. Pyatov, *Proced. of the Lysekil Symposium, Lysekil, Sweden, Aug. 21-27, 1966* (публикуется *Ark. Fys.*)
9. D.R. Bes, R.A. Broglia, *Nucl. Phys.* 80 (1966) 289
10. V.G. Soloviev, *Nucl. Phys.* 69 (1965) 1
11. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. *Препринт Р4-3171, Дубна 1967.*
12. К.Н. Железнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. *Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1966.*

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1967 г.

Таблица 1

Вычисленные энергии, приведенные вероятности E2 и E0- переходов и их отношение для парных возбуждений

N	W MeV	B(E2) з.р.и.	P(E0)	X	Z	W MeV	B(E2) з.р.и.	P(E0)	X
90	2,10	0,03	0,013	0,04	62	1,96	0,15	0,097	0,43
92	2,10	0,006	0,003	0,008	64	1,97	0,012	-0,006	0,02
94	2,00	$3,0 \cdot 10^{-3}$	0,017	0,68	66	1,91	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,11	54,58
96	1,83	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,013	0,83	68	1,85	0,03	0,066	1,02
98	1,55	$5,5 \cdot 10^{-4}$	-0,009	1,10	70	1,81	0,085	0,05	0,21
100	1,58	$5,8 \cdot 10^{-4}$	0,018	3,8	72	1,80	0,026	0,11	3,28
102	1,54	$4,8 \cdot 10^{-3}$	0,004	0,02	74	1,75	0,127	0,006	0,002
104	1,45	$8,6 \cdot 10^{-4}$	0,004	0,15					
106	1,64	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,016	16,4					

Таблица 2

Распадные характеристики спин-квадрупольных 0^+ возбуждений. В расчетах использованы экспериментальные энергии. Соответствующие им значения \mathcal{E}_t даны в третьем столбце

Ядро	W _{exp} MeV	\mathcal{E}_t $A^{-1/3} \hbar \omega_0$	B(E2) з.р.и.	X	P(E0)
¹⁵² Sm	0,69	8,74	0,006	0,123	-0,01
¹⁵⁴ Sm	1,10	8,49	0,009	0,114	-0,012
¹⁵⁶ Sm	1,07	8,48	0,009	0,115	-0,012
¹⁵⁴ Gd	0,68	8,87	0,006	0,110	-0,010
¹⁵⁶ Gd	1,05	8,7	0,009	0,12	-0,012
¹⁵⁸ Gd	1,45	8,30	0,012	0,112	-0,014
¹⁵⁶ Dy	0,68	8,90	0,006	0,133	-0,011
¹⁵⁸ Dy	0,99	8,73	0,009	0,115	-0,012
¹⁶⁰ Dy	1,263	8,50	0,011	0,12	-0,014
¹⁶² Er	1,08	8,60	0,009	0,13	-0,013
¹⁶⁴ Er	1,245	8,39	0,010	0,122	-0,013
¹⁶⁶ Er	1,46	7,89	0,008	0,109	-0,011
¹⁶⁸ Yb	1,156	8,3	0,007	0,130	-0,011
¹⁷⁰ Yb	1,065	8,59	0,006	0,133	-0,011
¹⁷² Yb	1,045	8,80	0,006	0,136	-0,011
¹⁷⁴ Yb	1,32	8,53	0,007	0,127	-0,011
¹⁷⁸ Hf	1,199	9,29	0,006	0,145	-0,011

Таблица 3

Теоретические результаты и экспериментальные данные по энергиям 0^+ состояний, вероятностям $E2$ и $E0$ -переходов и их отношению. При вычислении $P(E0)$ и $B(E2)$ использован параметр эффективного заряда $Z_{eff} = 0,2$

Ядро	$Z_{eff} = 0$				$Z_{eff} = 0,2$				эксперимент				Литература
	W MeV	$B(E2)$ з.п.к.	$P(E0)$	X	W MeV	$B(E2)$ з.п.к.	$P(E0)$	X	W MeV	$B(E2)$ з.п.к.	$P(E0)$	X	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
^{152}Sm	0,66	4,10	0,35	0,21	0,64	4,00	0,34	0,20	0,69	1,0	0,2±0,02	0,29±0,06 ^{в)}	1,2
	1,97	0,05	-0,07	0,73	1,50	0,03	0,06	0,79	1,09				3
^{154}Sm	0,99	2,56	0,28	0,21	0,95	2,40	0,26	0,20	1,12	1,2±0,3			4
	1,98	0,04	-0,07	0,86	1,50	0,09	0,08	0,53	1,22				3
^{156}Sm	1,42	1,55	0,23	0,23	1,29	1,01	0,16	0,18	1,07				3
	1,96	0,02	-0,05	0,65	1,57	0,52	0,16	0,36					3
^{154}Gd	0,84	2,68	0,28	0,20	0,82	2,60	0,28	0,20	0,68	4,8±1,2	0,4±0,08	0,3±0,18 ^{в)}	4,5
	1,98	0,004	0,012	0,22	1,64	0,013	0,05	1,20					4,5
^{156}Gd	1,12	1,83	0,23	0,21	1,08	1,76	0,22	0,20	1,05	2,8±1,2	0,4±0,05	0,55±0,34 ^{в)}	2,4
	1,97	0,003	0,015	0,52	1,64	0,04	0,06	0,70					2,4
^{158}Gd	1,53	1,10	0,19	0,23	1,42	0,85	0,15	0,18	1,45				6
	2,0	0,018	0,024	0,22	1,70	0,23	0,11	0,39					6

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
^{160}Gd	1,76	0,33	0,11	0,26	1,38	0,20	0,05	0,10					
	1,93	0,13	0,05	0,13	1,77	0,23	0,10	0,31.					
^{156}Dy	0,77	2,77	0,29	0,21	0,75	2,70	0,28	0,20	0,68				7
	1,94	$6 \cdot 10^{-4}$	-0,11	1,37	1,68	$6 \cdot 10^{-3}$	0,04	2,10.					
^{158}Dy	1,09	1,75	0,23	0,21	1,04	1,71	0,22	0,20	0,99	>0,3	>0,07	0,10 + 0,15	8
	1,93	$4 \cdot 10^{-4}$	-0,11	204	1,67	0,02	0,05	1,10.					
^{160}Dy	1,53	0,95	0,18	0,23	1,44	0,82	0,15	0,18	1,26				9
	1,92	$1,8 \cdot 10^{-4}$	-0,104	423	1,74	0,13	0,10	0,54.					
^{162}Dy	1,76	0,18	0,09	0,31	1,44	0,14	0,04	0,08	1,127				16
	1,91	0,008	0,12	12,6	1,78	0,11	0,08	0,40.					
^{164}Dy	1,54	0,019	0,013	0,06.	1,12	0,043	0,013	0,27					
	1,91	0,006	0,12	15,3	1,55	0,015	0,012	0,07					
^{162}Er	1,13	3,0	0,25	0,21	1,08	2,0	0,24	0,20	1,08				10
	1,87	$1,3 \cdot 10^{-3}$	-0,04	8,8	1,7	0,041	0,07	0,84.					
	1,62	0,76	0,16	0,24	1,39	0,44	0,09	0,13	1,25			0,15±0,03, 11	
	1,84	0,02	0,05	0,85	1,69	0,32	0,13	0,34	1,70			0,39±0,06	
^{164}Er	1,95	0,08	0,03	0,05	1,84	0,02	0,05	0,87	1,77			0,78±0,11	
	2,17	0,22	0,03	0,02	1,96	0,07	0,03	0,08	2,17			1,76±0,25	
	2,22	10^{-3}	-0,09	50	2,18	0,21	0,03	0,03	2,185			5,56±1,84	

Таблица 3 (продолжение)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
	1,53	0,05	0,03	0,11	1,45	0,14	0,04	0,08	1,46					12
^{166}Er	1,80	0,18	0,11	0,43	$1,54 \cdot 10^{-3}$	0,013	0,14							
	2,02	0,06	0,04	0,15	1,81	0,14	0,10	0,51						
	1,55	0,10	0,07	0,34	1,33	0,11	0,04	0,1						
^{168}Er	1,73	0,25	0,09	0,22	1,56	0,05	0,06	0,5						
	1,84	0,003	-0,04	3,84	1,74	0,20	0,09	0,27						
	1,40	0,23	0,08	0,19	1,37	0,29	0,08	0,15						
^{170}Er	1,78	0,05	0,07	1,53	$4,8 \cdot 10^{-4}$	0,018	0,018	4,70						
	1,82	0,03	0,05	0,66	1,79	0,04	0,06	0,66						
	1,38	1,38	0,16	0,13	1,14	0,84	0,12	0,13	1,156			> 0,008		8
^{168}Yb	1,62	0,43	0,07	0,09	1,47	0,42	0,09	0,13	1,197			0,04 + 0,08		13
	1,98	0,11	0,15	1,43	1,64	0,47	0,08	0,10	1,543			> 0,005		
	1,34	1,41	0,18	0,15	1,24	1,26	0,16	0,14	1,065					14
^{170}Yb	1,61	0,16	0,02	0,03	1,53	0,09	0,06	0,29						
	1,82	$6 \cdot 10^{-3}$	0,06	4,40	1,63	0,20	0,04	0,05						

Таблица 3 (продолжение)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
^{172}Yb	1,15	1,27	0,17	0,16	1,12	1,35	0,17	0,15	1,045					14
	1,72	0,21	0,015	0,007	1,59	0,02	-0,002	0,001						
	2,04	0,06	0,13	1,37	1,72	0,16	0,01	0,005						
	1,36	0,5	0,09	0,12	1,33	0,67	0,10	0,11	1,32	± 0,5				4
^{174}Yb	1,62	0,57	0,07	0,06	1,52	0,19	0,04	0,06						
	1,90	0,04	0,10	1,75	1,68	0,25	0,04	0,04						
	1,36	3,80	0,33	0,20	1,21	2,65	0,26	0,18	1,20				0,18±0,04±15	
^{178}Hf	1,64	0,12	0,05	0,15	1,58	0,63	0,17	0,30	1,434				0,10±0,02	
	1,86	0,30	-0,02	0,01	1,66	0,35	0,11	0,24	1,444				0,38±0,08	

Примечание. В расчетах для ^{166}Er использовано значение $\mathcal{X}_t = 7,85$,
а для ^{178}Hf — $\mathcal{X}_t = 9,0$.

а) Экспериментальные значения X получены из данных по В(Е2) и $\rho(E0)$

Литература к таблице

1. G.D.Symons, A.C.Douglas, Phys.Lett., 24B, 11 (1967).
2. G.T.Ewan, G.I.Anderson, Contributions of the Intern.Conference on Nucl.Structure, Sept. 7-13, Tokyo, p.191.
3. J.H.Herregaard, O.Hansen, O.Nathan, S.Hinds, Nucl.Phys., 86, 145(1966)
4. Y.Yoshizawa, B.Elbeq, B.Herskind, M.C.Olesen, Nucl.Phys., 73,273(1965)
5. N.R.Johnson, L.L.Riedinger, J.H.Hamilton.
Доклад на международной конференции по ядерной структуре, 3-13 сентября, Токио, стр. 189.
6. R.Bloch, B.Elbeq, P.O.Tjorn, Nucl.Phys., A91, 576 (1967).
7. G.B.Hagemann, M.C.Olesen, Доклад на XVII Совещании по ядерной спектроскопии, Харьков 1967.
8. R.Graetzer, G.B.Hagemann, K.A.Hagemann, B.Elbeq, Nucl. Phys., 76, 1 (1966).
9. Н.А. Бонч-Осмоловская, Я. Врзал, Е.П. Григорьев, Я. Липтак, Я. Урбанец. Препринт ОИЯИ Р-2817, Дубна 1966.
10. P.O.Tjorn . (Частное сообщение).
11. Я. Врзал, К.Я.Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар, В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г.Чумия. Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 604 (1967).
12. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev, Mat.Fys.Skr.Dan.Bid.Selsk., 2, No.2 , (1962).
13. K.Kemp, G.B.Hagemann, Nucl.Phys., A97, 666 (1967).
14. D.G.Burke, B.Elbeq, A Study of Energy Levels in Even-Even Ytterbium Isotopes by Means of (dp) (dt) and (dd') Reactions. (будет опубликовано).
15. H.L.Nielsen, K.Wilsky, J.Zylicz, G.Sorensen, Nucl.Phys., A93, 385 (1967).
16. A.Backlin, A.Suarez, O.W.B.Schult, et al. Phys.Rev., 160, 1011,(1967).

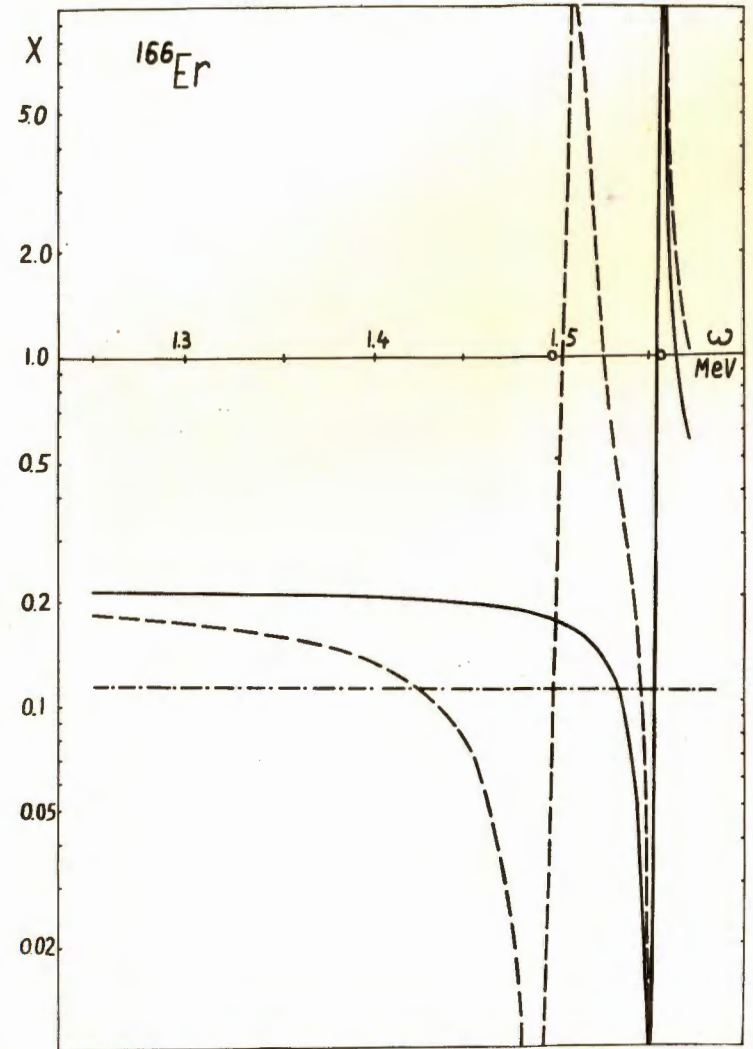


Рис. 1. Отношение X как функция энергии 0^+ состояния для спин-квадрупольного возбуждения ($\kappa_q = 0$, штрих-пунктирная линия) β -вибраций с учетом связи с парными вибрациями ($\kappa_t = 0$, сплошная кривая) и в общем случае с учетом спин-квадрупольных взаимодействий (пунктирная кривая).

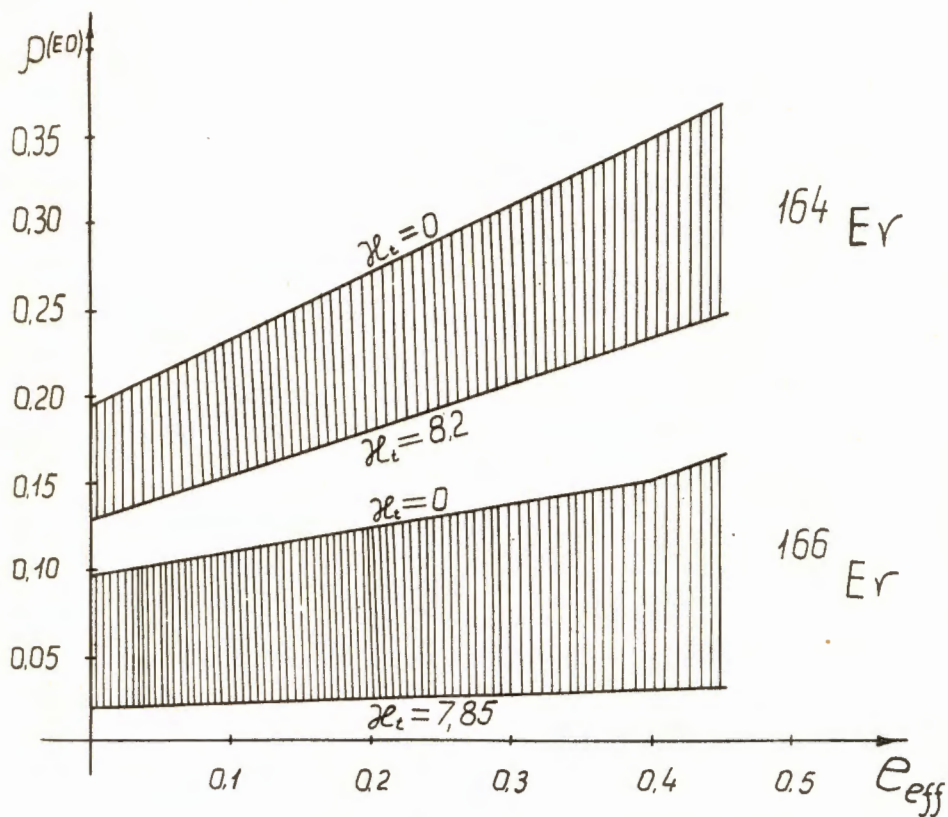


Рис. 2. Зависимость $\rho(E_0)$ от величины параметра эффективного заряда при различных значениях κ_i (заштрихованные области).