

Исследование 1_1^- возбужденных состояний четно-четных атомных ядер

Р.В.Джолос, Е.А.Колганова

*Лаборатория теоретической физики им.
Н.Н.Боголюбова, ОИЯИ, Дубна*

Семинар НИИЯФ МГУ, 26 Октября 2023

Электрические дипольные ($E1$) переходы между низколежащими возбужденными состояниями атомных ядер могли бы, в принципе, быть наиболее эффективным способом их распада, благодаря их низкой мультипольности. Однако в реальности эти переходы сильно затруднены. Это обстоятельство приписывается отталкивательному характеру диполь-дипольного взаимодействия между нуклонами, которое ведет к концентрации силы $E1$ перехода в высоколежащем состоянии - гигантском дипольном резонансе (ГДР). По сравнению с силой распада ГДР $E1$ переходы между низколежащими состояниями составляют $10^{-3} - 10^{-6}$.

Поэтому E1 переходы между низколежащими состояниями рассматриваются как эффекты второго порядка по сравнению, скажем, с E2 переходами. Объясняется относительная малость E1 переходов либо сложной структурой низколежащих 1^- состояний (двухфононная структура), либо малой величиной примеси ГДР в волновых функциях низколежащих 1^- состояний.

Низколежащие дипольные возбуждения в сферических, деформированных ядрах и ядрах с сильными зеркально-ассиметричными корреляциями.

Нижайшие по энергии дипольные возбужденные состояния четно-четных ядер можно разделить на три различающиеся по структуре группы.

– В сферических ядрах вблизи замкнутых оболочек 1_1^- состояния возникают как результат связи квадрупольных и октупольных фононов:

$$(f_3^+ d_2^+)_{1\mu} |0\rangle. \quad (1)$$

Это двухфононное состояние характеризуется относительно сильным E1 переходом в основное состояние. В ряде ядер наблюдались сильные коллективные E2 переходы из 1_1^- в 3_1^- состояния, что подтверждает двухфононную структуру 1_1^- состояний.

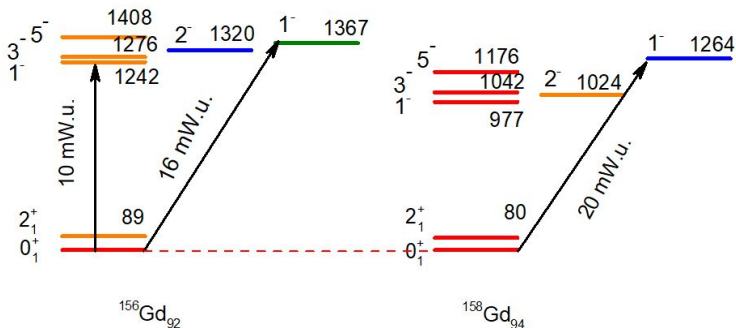
Квадруполь-октупольные двухфононные состояния

Квадруполь-октупольные двухфононные состояния наблюдались во многих полумагических и близких к полумагическим ядрах. Вывод о двухфононной структуре 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.
- Энергии возбуждения 1_1^- состояний коррелируют с суммами энергий возбуждения 2_1^+ и 3_1^- состояний.
- $1_1^- \rightarrow 0_1^+$ переходы характеризуются достаточно большими вероятностями, порядка милли W.u., которые с одной стороны на 3 порядка меньше, чем вероятности распада ГДР, но с другой стороны на 3 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 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 дипольных фотонов.

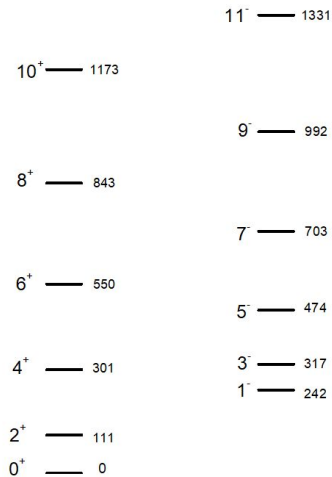
Спектр низколежащих возбужденных состояний деформированных ядер.



Как следствие различия в структурах 1^- состояний, в сферических ядрах с числом нуклонов $N=82$ ниже 4 МэВ наблюдается только один сильный переход из основного в 1^- состояние ($^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$, $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$, $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$, $^{148}_{60}\text{Nd}_{88}$). В деформированных ядрах с $A=150-174$ и энергией возбуждения ~ 1.5 МэВ наблюдаются один или два сильных возбуждения ($^{156}_{64}\text{Gd}_{82}$, $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$, $^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$).

– В изотопах Rn, Ra, Th, U и Pu наблюдаются 1_1^- состояния с необычно маленькими энергиями возбуждения, на которых базируются ротационные полосы молекулярного типа, т.е. ротационные полосы, объединяющие состояния обоих четностей.

Ротационные полосы переменной четности.



$^{222}\text{Ra}_{134}$

Описание изменения структуры 1_1^- состояний при переходе от сферических ядер к деформированным

Для описания изменения структуры и свойств низколежащих возбужденных состояний отрицательной четности в четно-четных ядрах при переходе от сферических ядер к деформированным можно использовать следующий гамильтониан:

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

Здесь $Q_{2\mu}^{(oct)} = \sum_{mm'} C_{3m2\mu}^{3m'} f_{3m'}^+ f_{3m}$. В сферическом пределе

$$H_{quad} = \hbar\omega_2 \sum_{\mu} d_{2\mu}^+ d_{2\mu}. \quad (3)$$

Описание изменения структуры 1_1^- состояний при переходе от сферических ядер к деформированным

– В сферическом пределе связью квадрупольных моментов можно пренебречь и вектор 1_1^- состояния принимает вид

$$|1_1^-\rangle = (d_2^+ f_3^+)_{1\mu} |0_1^+\rangle, \quad (4)$$

а его энергия равна

$$E(1_1^-) = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3. \quad (5)$$

Корреляции энергий возбуждения 1^- , 2^+ и 3^- состояний

Таблица: Экспериментальные энергии возбуждения в кэВ и $B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$ в mW.u.

Состояния	$^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$	$^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$	$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$	$^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$	$^{142}_{58}\text{Ce}_{84}$
$E(2_1^+)$	1436	1596	1576	1660	641
$E(3_1^-)$	2881	2464	2085	1810	1653
$E(1_1^-)$	4026	3643	3425	3225	2188
$E(2_1^+) + E(3_1^-)$ – $E(1_1^-)$	291	417	236	245	106
$B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$	2.5	3.2	3.1	3.6	6.7

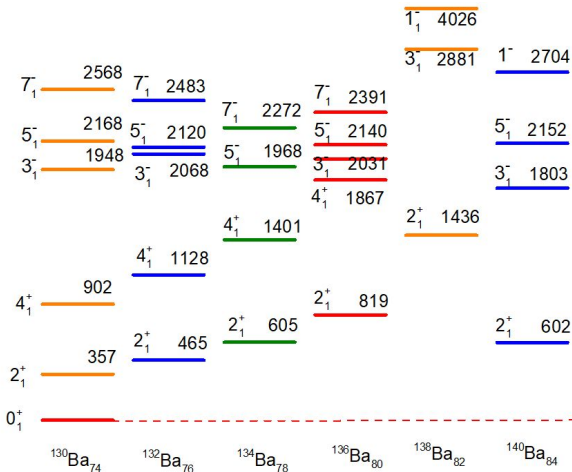
В пределе аксиальной квадрупольной деформации удобно преобразовать гамильтониан во внутреннюю систему

$$\begin{aligned}
 Q_{2\mu}^{(quad)} &= \beta_2 D_{\mu 0}^2, \\
 f_{3\mu}^+ &= \sum_K D_{\mu K}^3 f_{3K}^+, \\
 R_\mu &= I_\mu - j_\mu^{(oct)}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

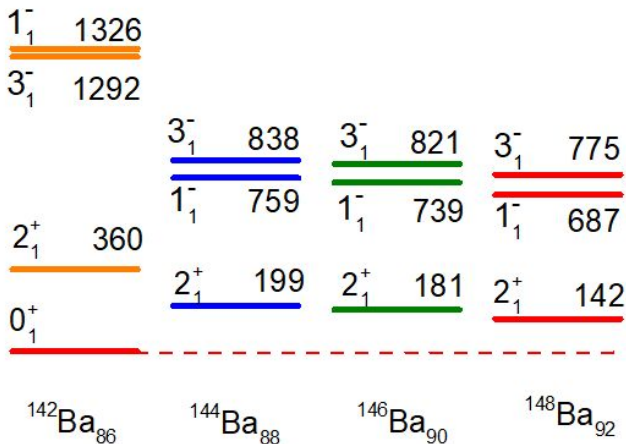
$$H = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left(\vec{I} - \vec{j}^{(oct)} \right)^2 + \sum_K \left(\hbar\omega_3 + \kappa\beta_2 C_{3K20}^{3K} \right) f_{3K}^+ f_{3K},$$

где $C_{3020}^{30} = -0.516$, $C_{3120}^{31} = -0.387$, $C_{3220}^{32} = 0$, $C_{3320}^{33} = +0.645$.

Плавный переход от спектров с $E(1_1^-) > E(3_1^-)$ к спектрам с $E(1_1^-) < E(3_1^-)$ при изменении числа нейтронов в цепочке изотопов.



Плавный переход от спектров с $E(1_1^-) > E(3_1^-)$ к спектрам с $E(1_1^-) < E(3_1^-)$ при изменении числа нейтронов в цепочке изотопов.



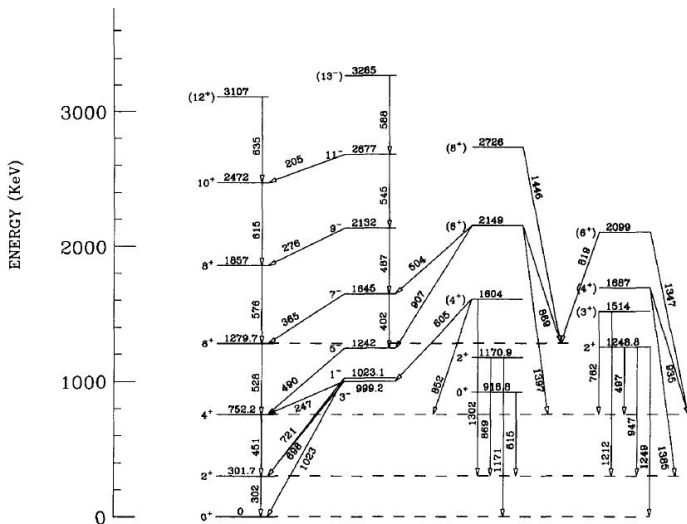


Fig. 1. Partial level scheme for ^{148}Nd . Levels identified in the present work are in parentheses.

Общие закономерности в поведении вероятностей E1 переходов в разных ядрах

Для понимания свойств низколежащих состояний отрицательной четности важно выяснить, нет ли каких-то систематических 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 ответственен за более чем 90% полной вероятности распада 3_1^- состояния.

TABLE I. Measured $E1$ transition strengths between low-lying states in vibrational nuclei. Displayed are the excitation energies of the two-phonon 1^- state and the 3^- octupole phonon state and the corresponding $E1$ transition strengths to the ground state and to the 2^+ quadrupole phonon state.

Nuclide	$E(1^-)$ [keV]	$B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)$ [$10^{-3} e^2 \text{fm}^2$]	Ref.	$E(3^-)$ [keV]	$B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$ [$10^{-3} e^2 \text{fm}^2$]	Ref.
^{144}Sm	3225	6.5(9)	[23]	1810	5.0(7)	[31]
^{144}Nd	2185	3.2(2)	[24]	1511	1.8(2)	[20]
^{142}Nd	3425	5.8(12)	[29,32]	2084	7.5(35)	[33]
^{140}Ce	3643	5.6(3)	[22]	2464	6.6	[34]
^{124}Sn	3490	2.0(2)	[21]	2614	2.0(2)	[35]
^{122}Sn	3359	2.4(1)	[36]	2493	2.2(2)	[35]
^{120}Sn	3279	2.5(1)	[36]	2401	2.0(2)	[35]
^{118}Sn	3271	2.4(1)	[36]	2325	2.3(4)	[35]
^{116}Sn	3334	2.2(2)	[21]	2266	1.7(6)	[35]
^{106}Pd	2485	0.42(2)	[37]	2084	0.20(9)	[38]
^{88}Sr	4744	0.9(2)	[39]	2734	0.764(4)	[40]
^{52}Cr	5544	0.7(1)	[26]	4563	0.36(6)	[41]

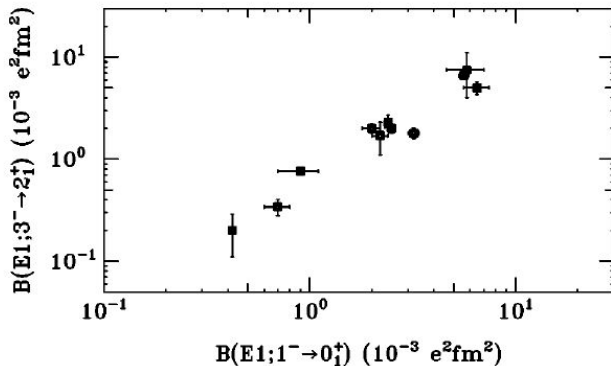


FIG. 1. Comparison of measured low-lying $E1$ transition strengths in vibrators. For each nuclide included in Table I the $B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$ value is plotted versus the $B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)$ value. The scale is chosen as double logarithmic because the $B(E1)$ values cover about two orders of magnitude and their relative errors are comparable in size. There exists a close correlation between the $E1$ transition strengths of the $1^- \rightarrow 0_1^+$ transition and the $3^- \rightarrow 2_1^+$ transition.

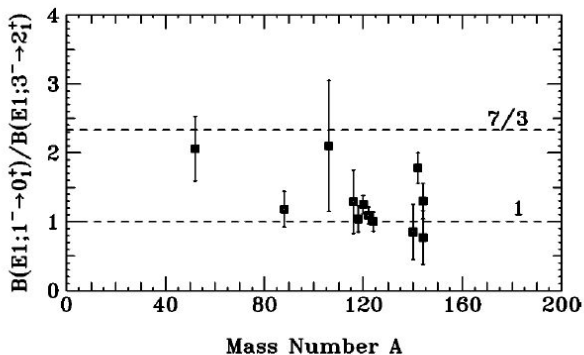


FIG. 2. Ratio of measured low-lying $E1$ transition strengths in vibrators. For each nuclide included in Table I the ratio of the $B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)$ value to the $B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$ value is plotted versus the nuclear mass number A . For all heavy vibrational nuclei, for which sufficient data are available, the considered $E1$ strengths are equal within a factor of 2

Общие закономерности в поведении вероятностей E1 переходов в разных ядрах

Как видно из рисунка и таблицы, эти две величины сильно коррелируют. Отношение

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

приблизительно равно единице и изменяется в пределах коэффициента 2.

Объяснить этот результат можно, воспользовавшись Q-фононным представлением низколежащих коллективных состояний.

$$\begin{aligned}
 |2_1^+, \mu\rangle &\sim \hat{Q}_{2\mu}|0_1^+\rangle, \\
 |3_1^-, \mu\rangle &\sim \hat{Q}_{3\mu}|0_1^+\rangle, \\
 |1_1^-, \mu\rangle &\sim (\hat{Q}_2\hat{Q}_3)_{1\mu}|0_1^+\rangle.
 \end{aligned} \tag{8}$$

Отметим однако, что в случае деформированных ядер

$$|1_1^-, \mu\rangle \sim (\hat{Q}_2\hat{Q}_3)_{1\mu}|0_1^+\rangle + \sim |1_1^-, \mu\rangle \sim ((\hat{Q}_2\hat{Q}_2)_4\hat{Q}_3)_{1\mu}|0_1^+\rangle, \tag{9}$$

так как в деформированных ядрах появляется два 1_1^- состояния с $K=0$ и $K=1$.

Благодаря тому, что операторы \hat{Q}_2 , \hat{Q}_3 и $\hat{T}(E1)$ зависят только от координат нуклонов

$$\begin{aligned} \langle 1_1^- M | \hat{T}(E1)_M | 0_1^+ \rangle &\sim \langle 0_1^+ | (\hat{Q}_2 \hat{Q}_3)_{1M} \hat{T}(E1)_M | 0_1^+ \rangle \\ &\sim \sum_{\mu, \nu} C_{2\mu 3\nu}^{1M} \langle 0_1^+ | (-1)^\nu \hat{Q}_{3-\nu} \hat{T}(E1)_M (-1)^\mu \hat{Q}_{2-\mu} | 0_1^+ \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

откуда следует, что

$$\langle 1_1^- || T(E1) || 0_1^+ \rangle = \langle 3_1^- || T(E1) || 2_1^+ \rangle \quad (11)$$

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

При рассмотрении деформированных ядер воспользуемся выражением для оператора E1 переходов, предложенным в рамках коллективной модели (Струтинский, Бор и Моттельсон):

$$\begin{aligned}
 T(E1)_\mu &= e_1(\alpha_2\alpha_3)_{1\mu}, \\
 \alpha_{2\mu} &= D_{\mu 0}^2\beta_2, \quad \alpha_{3\mu} = \sum_K D_{\mu K}^3\hat{\beta}_{3K}, \\
 T(E1)_\mu &\rightarrow D_{\mu 0}^1\hat{\beta}_{30}, \\
 |0_1^+\rangle &\sim |0\rangle, \quad |2_1^+ M\rangle \sim D_{M0}^2|0\rangle, \\
 |3_1^- M\rangle &\sim D_{M0}^3\hat{\beta}_{30}|0\rangle, \quad |1_1^- M\rangle \sim D_{M0}^1\hat{\beta}_{30}|0\rangle,
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)} = \frac{7}{9}. \tag{14}$$

Зависимость вероятности E2 перехода от четности состояний, между которыми идет переход.

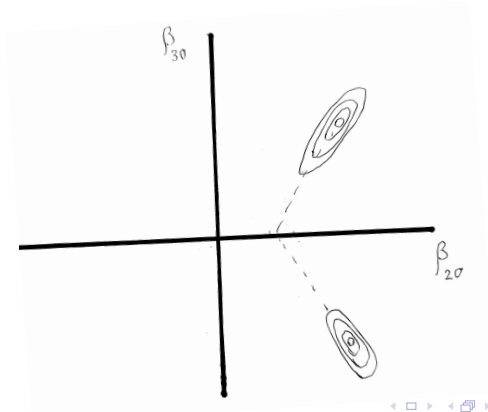
Экспериментальные исследования низколежащих состояний положительной и отрицательной четности в актинидах и изотопах Ва и Се показали, что эти ядра имеют зеркально асимметричную форму или, по крайней мере, характеризуются сильными зеркально асимметричными корреляциями, наряду с сильно коллективизированной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

– 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.

Потенциальная энергия деформации как функция

β_{20}, β_{30} .

Этот эффект может быть объяснен большей величиной квадрупольной деформации у состояний отрицательной четности по сравнению с состояниями положительной четности.



Зависимость вероятности E2 перехода от четности состояний, между которыми идет переход (продолжение).

Исследование зависимости от четности вероятности E2 переходов в ядрах, потенциальная энергия деформации которых имеет минимум при $\beta_{30} = 0$ показал ($^{148}\text{Nd}_{88}$), что в этих ядрах вероятность E2 перехода между состояниями отрицательной четности меньше, чем между состояниями положительной четности.

Зависимость вероятности E2 перехода от четности состояний, между которыми идет переход (продолжение).

Возможное объяснение состоит в том, что в этих ядрах состояния отрицательной четности характеризуются ненулевыми средними значениями квадрата проекции углового момента на ось симметрии ядра ($\langle K^2 \rangle \neq 0$), тогда как состояния положительной четности имеют с хорошей точностью $K=0$:

$$\begin{aligned} \langle I || Q_2 || I - 2 \rangle &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \sqrt{2I - 3} C_{I-20}^{I0} \\ &\times \left(1 - \frac{1}{2} (1 - (-1)^I) \frac{\langle I - 1 || K^2 || I - 1 \rangle}{(I - \frac{1}{2})^2} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

Отношение $R \equiv B(E1; 1_1^- \rightarrow 2_1^+)/B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$.

В деформированных ядрах это отношение позволяет определить величину проекции на ось симметрии ядра K 1_1^- состояния. Согласно правилам Алага $R=2$ в случае $K=0$ или $R=0.5$ в случае $K=1$.

В случае сферических ядер при наличии ангармонических эффектов отношение R коррелирует с величиной квадрупольного момента 2_1^+ состояния. Получим это соотношение:

$$\begin{aligned} \langle 1_1^- | T(E1) | 2_1^+ \rangle &\sim \langle 1_1^- | T(E1) Q_2 | 0_1^+ \rangle \\ &= \langle 1_1^- | Q_2 T(E1) | 0_1^+ \rangle \sim \langle 1_1^- | Q_2 | 1_1^- \rangle \end{aligned} \quad (16)$$

Что интересно исследовать:

– Переход 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 ядрам.

Изменение отношения

$$\frac{B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3_1^- \rightarrow 2_1^+)} \quad (17)$$

при переходе от сферических ядер к деформированным.

– E2 переходы между низколежащими состояниями положительной и отрицательной четности. Это даст информацию о потенциальной энергии деформации ядер в плоскости переменных $\beta_{20} - \beta_{30}$.

– Изменение величины отношения

$R \equiv B(E1; 1_1^- \rightarrow 2_1^+) / B(E1; 1_1^- \rightarrow 0_1^+)$ 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 это отношение характеризует величину примеси двухфононной компоненты в 2_1^+ состоянии, что позволяет связать это отношение с величиной квадрупольного момента 2_1^+ состояния.