

P-189
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

17/11-72

Дубна.

2357/2-72

P4 - 6462



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П.П.Райчев

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ $V(E2)$ - ПЕРЕХОДОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ
В РАМКАХ СХЕМЫ $SU(3)$

1972

P4 - 6462

П.П.Райчев

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ $V(E2)$ - ПЕРЕХОДОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ
В РАМКАХ СХЕМЫ $SU(3)$

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Хорошо известно, что возбужденные состояния ряда простых квантовомеханических систем (осциллятор, жесткий ротатор, водородный атом и т.д.) могут быть объединены в одном мультиплете некоторой группы G , содержащей группу инвариантностей гамильтониана G_0 в качестве подгруппы. Можно попытаться применить подобный подход также для описания коллективных возбужденных состояний атомных ядер. К примеру, в /1/ делалась попытка объяснить энергетический спектр и вероятности $E2$ -переходов в деформированных ядрах при помощи предположения, что ротационные состояния в ядрах образуют расщепленный мультиплет $SL(3, R)$. В /2/ высказывалось предположение о том, что ротационные состояния деформированных четно-четных ядер объединяются в несколько расщепленных мультиплетов $SU(3)$. Подобные подходы интересны тем, что позволяют описать ротационные состояния и вероятности переходов между ними чисто алгебраическим путем.

В настоящей работе мы попытаемся объяснить экспериментально наблюдаемые отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов в деформированных четно-четных ядрах, исходя из предположения, что возбужденные состояния этих ядер объединяются в несколько расщепленных мультиплетов $SU(3)$. Формальным основанием для этого предположения является факт, что все низколежащие состояния положительной

четности можно разделить на несколько групп, каждая из которых имеет тот же состав по угловым моментам, что и мультиплет (λ, μ) группы $SU(3)$ с подходяще выбранными λ и μ . Более глубокой причиной для этого утверждения являются следующие соображения:

Группой интенсивности гамильтониана является группа $O(3)$, которая генерируется операторами углового момента

$$L_{\mu\nu} = \sum_{k=1}^N (x_{\mu}^{(k)} p_{\nu}^{(k)} - x_{\nu}^{(k)} p_{\mu}^{(k)}).$$

Операторы $L_{\mu\nu}$ вместе с операторами электрического квадрупольного момента

$$Q_{\mu\nu}^{el} = \sum_{k=1}^N (x_{\mu}^{(k)} x_{\nu}^{(k)} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} x^{(k)2})$$

генерируют группу $O(3) \times T_5$. Если перейти к бозонным операторам

$$b_{\mu}^{(k)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (x_{\mu}^{(k)} + i p_{\mu}^{(k)}), \quad b_{\mu}^{(k)\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}} (x_{\mu}^{(k)} - i p_{\mu}^{(k)}),$$

то $Q_{\mu\nu}^{el}$ распадается на сумму из трех слагаемых

$$Q_{\mu\nu}^{el} = Q_{\mu\nu}^{(+)} + Q_{\mu\nu}^{(-)} + Q_{\mu\nu},$$

где $Q_{\mu\nu}^{(+)}$ ($Q_{\mu\nu}^{(-)}$) построен из двух операторов рождения (уничтожения), а $Q_{\mu\nu}$ - из одного оператора рождения и одного оператора уничтожения. Операторы $L_{\mu\nu}$ вместе с $Q_{\mu\nu}$ генерируют группу $SU(3)$; они же вместе с $Q_{\mu\nu}^{(+)} + Q_{\mu\nu}^{(-)}$ генерируют группу $SL(3, R)$; наконец, $L_{\mu\nu}$ вместе с $Q_{\mu\nu}$, $Q_{\mu\nu}^{(\pm)}$ и всеми остальными, получающимися при коммутации между ними, генерируют некомпактную группу $Sp(3, 3)$, которая, таким образом, содержит $SU(3)$, $SL(3, R)$, $O(3) \times T_5$.

Мы предполагаем, что $Sp(3, 3)$ является динамической группой ядра, т.е. все ротационные состояния ядра содержатся в одном мультиплете этой группы. Взаимодействие между нуклонами приводит к нарушению $Sp(3, 3)$ -симметрии, и исходный мультиплет распадается на мультиплеты $SU(3)$, которые, в свою очередь, расщепляются на конечные ротационные полосы, например, в результате $Q-Q$ -взаимодействия.

Эти соображения делают вероятным предположение, что низколежащие состояния, связанные с $E2$ -переходами (т.е. как раз ротационные состояния в деформированных ядрах), объединяются в несколько мультиплетов $SU(3)$. Конечно, отнесение состояний ядра к одному или другому мультиплету $SU(3)$ пока остается чисто формальным. Оно приобретает физический смысл, только если позволяет удовлетворительно описать энергетический спектр и вероятность $E2$ -переходов рассматриваемого ядра. Теперь перейдем к рассмотрению вопроса о $B(E2)$ -переходах.

2. Если генераторы $SU(3)$ построены из бозонных операторов $b_{\mu}^{(k)}$, $b_{\mu}^{(k)+}$, то базисные векторы представления $SU(3)$ могут быть выражены в виде полиномов из операторов $b_{\mu}^{(k)+}$:

$$P_n(b_{\mu}^{(k)+})|0\rangle.$$

Известно, что для построения самого общего представления $SU(3)$ достаточно иметь два сорта бозонов, относительно которых будем считать, что они переносят проекции изоспина $+1/2$ и $-1/2$, соответственно. В дальнейшем будем пользоваться базисом, построенным в ^{1/4}. В этом базисе неприводимое унитарное представление $SU(3)$ задается числом частиц n , участвующих в состоянии, и изоспином T . Состояния (n, T, I, m, ω) внутри данного (n, T) -мультиплета опре-

деляются значениями углового момента l , его третьей проекцией m и квантовым числом ω_2 , получающимся при диагонализации оператора Ω_2 , введенного в /4/.

Обратим внимание на то, что операторы $Q_{\mu\nu}^{(\pm)}$ изменяют число частиц на ± 2 . Поэтому они приводят к переходам между состояниями данного мультиплетта и состояниями мультиплеттов, отличающихся от данного по числу частиц на ± 2 , соответственно (и на всевозможные допустимые значения изоспина). Матричные элементы этих же операторов внутри данного (n, T) - мультиплетта равны нулю. Квадрупольный оператор $Q_{\mu\nu}$ алгебры $SU(3)$ описывает переходы только между состояниями одного и того же мультиплетта.

Приведенные матричные элементы $Q_{\mu\nu}^{e1}$ для случая, когда имеются только самые симметричные представления $SU(3)$, были вычислены в /4/. Для примера, приведенные матричные элементы Q^{e1} внутри данного (n, T) мультиплетта равны

$$|\langle n, l+2 || Q^{e1} || n, l \rangle|^2 = \frac{3}{8} \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} (n-l)(n+l+3)$$

$$|\langle n, l || Q^{e1} || n, l \rangle|^2 = \frac{1}{4} \frac{l(l+1)(l+2)}{2l+3} (2n+3)^2$$

$$|\langle n, l || Q^{e1} || n, l-2 \rangle|^2 = \frac{3}{8} \frac{l(l-1)}{2l-1} (n-l+2)(n+l+1).$$

Из этих выражений следует, что если ротационная полоса является расщепленным мультиплетом $SU(3)$, то вероятности

$$B(E2, l \rightarrow l-2) = \frac{1}{2l+1} |\langle n, l || Q^{e1} || n, l-2 \rangle|^2$$

по мере продвижения от начала полосы возрастают, достигают максимума примерно к середине и убывают в ее конце. Интересно отметить, что выражение для отношения приведенных вероятностей

$$\frac{B(E2; n, l+2 \rightarrow l)}{B(E2; n, l \rightarrow l-2)} = \frac{(l+1)(l+2)}{l(l-1)} \frac{(2l+1)(2l-1)}{(2l+3)(2l+5)} \frac{(n-l)(n+l+3)}{(n-l+2)(n+l+1)}$$

в предельном переходе $n \rightarrow \infty$ (т.е. при переходе к отдельной бесконечной вращательной полосе) сводится к выражению, получающемуся из простой ротационной модели:

$$\frac{B(E2; l+2 \rightarrow l)}{B(E2, l \rightarrow l-2)} = \frac{(l+2, 0, 201l0)^2}{(l, 0, 2, 01l-2, 0)^2}$$

Для всех конечных n , однако, это отношение меньше, чем предсказываемое ротационной моделью.

Переходы между разными симметричными представлениями определяются матричными элементами $Q^{(\pm)}$ -операторов. Из выражений для этих элементов, приведенных в /4/, следует, что если вращательная полоса устроена таким образом, что состояния с угловыми моментами l и $l+2$ принадлежат представлениям с $n = n_1$ и $n = n_1 + 2$ (n_1 и $n_1 - 2$), то вероятности переходов возрастают (убывают) по мере продвижения к большим угловым моментам.

4. Рассмотрим вопрос о приведенных вероятностях $E2$ -переходов внутри мультиплета $(\lambda, 2) \equiv (n, T = \frac{n}{2} - 2)$, который, как показывает эксперимент, наиболее часто встречается в спектрах деформированных четно-четных ядер. Рецепт вычисления приведенных матричных элементов Q -оператора в базисе $|n, T, l, \omega\rangle$ для представления $(\lambda, 2)$ дан в /4/. Отметим, однако, что как введенный нами оператор Ω_2 , так и оператор Ω , Баргмана-Мошинского, которые использовались

для определения базиса, не имеют непосредственного физического смысла.

Поэтому наблюдаемые состояния ядра могут оказаться линейной комбинацией состояний с одинаковыми n , T , l и разными ω . В самом деле, ясно, что всякий ортонормированный базис определяется с точностью до унитарного преобразования

$$|n, T, l, k\rangle = \sum_{\omega} \langle \omega | k \rangle |n T l \omega\rangle,$$

где $\langle \omega | k \rangle$ - элементы некоторой унитарной матрицы, а $|n T l k\rangle$ - векторы нового базиса. В случае мультиплета ($n, T = \frac{n}{2} - 2$), (n - четное) состояния с четным n встречаются не более чем два раза, а состояния с нечетным n - один раз. Тогда для случая четных l мы можем ввести новые состояния

$$|n T l 0\rangle = \exp[i\phi_1] \cos \theta |n T l \omega_1\rangle + \exp[i\phi_{12}] \sin \theta |n T l \omega_2\rangle \quad (9)$$

$$|n T l 2\rangle = -\exp[i(\phi_1 + \phi_2 - \phi_{12})] \sin \theta |n T l \omega_1\rangle + \exp[i\phi_2] \cos \theta |n T l \omega_2\rangle,$$

где $|n T l 0\rangle$ и $|n T l 2\rangle$, соответственно, волновые функции основной полосы и полосы с $K^{\pi} = 2^{+}$. Состояния с нечетным l , принадлежащие полосе $K^{\pi} = 2^{+}$, определяются выбором Ω . При преобразовании (9) остаются неопределенными углы ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_{12} , θ . Эту неопределенность можно использовать для параметризации приведенных вероятностей $E2$ -переходов. Заметим, что углы (θ, ϕ) не являются одними и теми же для всех l , а будут разными для каждой тройки (n, T, l).

Покажем, что хорошая параметризация получается, даже если ограничиться ортогональными преобразованиями в пространстве базисных функций. Введем состояния

$$|n T l_k 0\rangle = \cos \theta_k |n T l_k \omega_1\rangle + \sin \theta_k |n T l_k \omega_2\rangle$$

$$|n T l_k 2\rangle = -\sin \theta_k |n T l_k \omega_1\rangle + \cos \theta_k |n T l_k \omega_2\rangle.$$

Приведенные матричные элементы электрического квадрупольного оператора в новом базисе $|n, T, l_k\rangle$ следующим образом зависят от параметров θ_k :

$$\begin{aligned} \langle n T l_k 0 || Q^{el} || n T l_i 0 \rangle &= \cos \theta_k [\cos \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \sin \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_2 \rangle] \\ &+ \sin \theta_k [\cos \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \sin \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_2 \rangle] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle n T l_k 0 || Q^{el} || n T l_i 2 \rangle &= \cos \theta_k [-\sin \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \cos \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_2 \rangle] + \\ &+ \sin \theta_k [-\sin \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \cos \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_2 \rangle] \end{aligned}$$

$$\langle n T l_k 2 || Q || n T l_i 0 \rangle = -\sin \theta_k [\cos \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \sin \theta_i \langle l_k \omega_1 || Q || l_i \omega_2 \rangle]$$

$$+ \cos \theta_k [\cos \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_1 \rangle + \sin \theta_i \langle l_k \omega_2 || Q || l_i \omega_2 \rangle]$$

$$\langle n T l_k 2 || Q^{el} || n T l_i 2 \rangle =$$

$$= -\sin \theta_k [-\sin \theta_i \langle l_k \omega_1 \| Q \| l_i \omega_1 \rangle + \cos \theta_i \langle l_k \omega_1 \| Q \| l_i \omega_2 \rangle]$$

$$+ \cos \theta_k [-\sin \theta_i \langle l_k \omega_2 \| Q \| l_i \omega_1 \rangle + \cos \theta_i \langle l_k \omega_2 \| Q \| l_i \omega_2 \rangle]$$

$$0 \leq \theta_i, \theta_k \leq 2\pi.$$

Таким образом, для объяснения переходов между первыми уровнями с моментом до l_0 включительно, располагаем $\frac{l_0}{2}$ параметрами $\theta_2, \theta_4, \theta \frac{l_0}{2}$, которые можно использовать для получения согласия с экспериментом.

Теперь мы можем рассчитать отношение приведенных вероятностей E2-переходов:

$$\frac{B(E2, l_1 k_1 \rightarrow l_2 k_2)}{B(E2, l'_1 k'_1 \rightarrow l'_2 k'_2)} = \frac{2l'_1 + 1}{2l_1 + 1} \frac{|\langle n T l_1 k_1 \| Q^{e1} \| n T l_2 k_2 \rangle|^2}{|\langle n T l'_1 k'_1 \| Q^{e1} \| n T l'_2 k'_2 \rangle|^2} \quad (10)$$

как функции параметров θ_k . Функции (10) были протабулированы нами для мультиплета (λ, μ) (12,2), который мы использовали для сравнения с экспериментом. Надо отметить, что эти функции слабо меняются при переходе к соседним мультиплетам, скажем, $(\lambda, \mu) = (10,2)$ или $(\lambda, \mu) = (14,2)$. По этой причине полученные результаты об отношениях приведенных вероятностей слабо чувствительны к выбору квантового числа λ , которое как раз нечетко определяется из эксперимента.

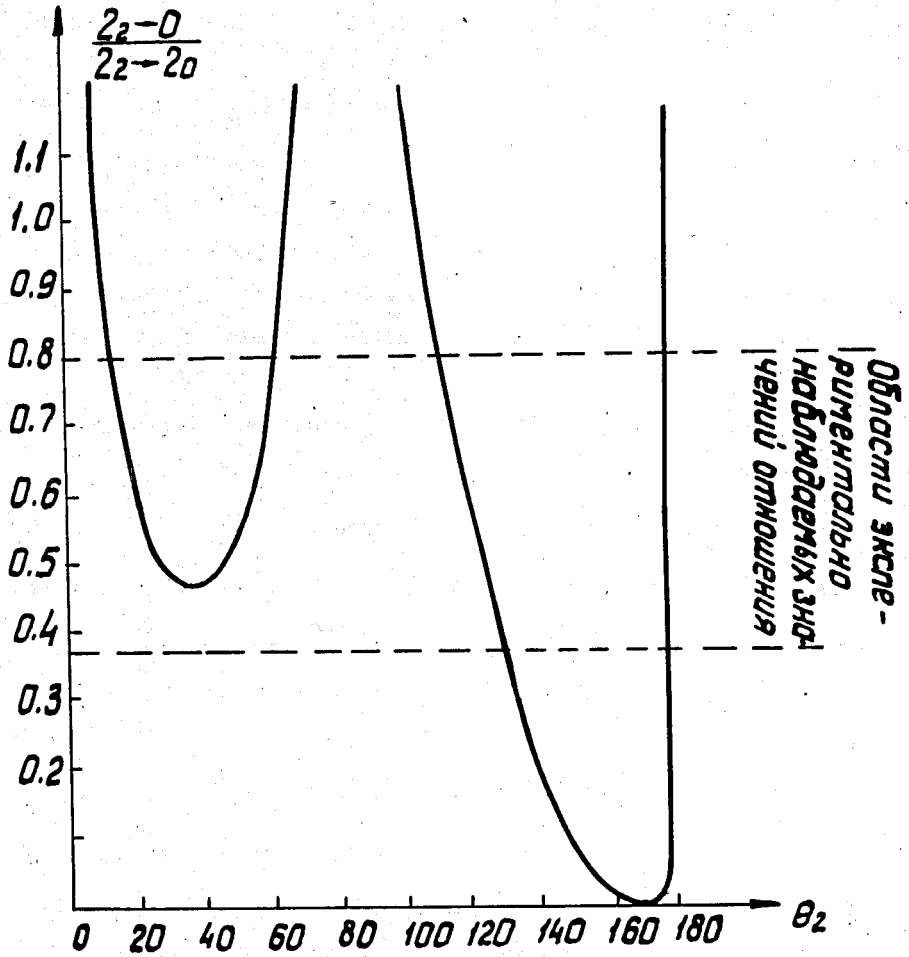


Рис. 1.

Из всех функций (10) лишь одна, а именно, $\frac{2_2 \rightarrow 0}{2_2 \rightarrow 2_0} = \frac{B(E2, 22 \rightarrow 00)}{B(E2, 22 \rightarrow 20)}$, зависит только от одного угла θ_2 . Вид этой функции показан на рис. 1. Взяв из эксперимента значение отношения $\frac{2_2 \rightarrow 0}{2_2 \rightarrow 2_0}$ для данного ядра, можно зафиксировать значение параметра θ_2 . Тогда все остальные отношения $\frac{3_2 \rightarrow 2_0}{3_2 \rightarrow 4_0}$, $\frac{4_2 \rightarrow 2_0}{4_2 \rightarrow 4_0}$, $\frac{2_2 \rightarrow 0_0}{2_2 \rightarrow 2_0}$, $\frac{2_0 \rightarrow 0}{4_0 \rightarrow 2_0}$, и т.д. будут зависеть только от параметра θ_4 . Далее мы можем подобрать параметр θ_4 так, чтобы получить наилучшее совпадение с экспериментом. Тем самым фиксируется значение θ_4 , и отношения всех приведенных вероятностей между состояниями с $l = 6$ и $l' \leq 6$ становятся функциями параметра θ_6 . Очевидно, эту процедуру можно продлить и, таким образом, зафиксировать значения всех параметров.

Надо отметить, что параметр θ_2 не определяется однозначно из эксперимента. Как видно из рис. 1, правильное значение для $\frac{2_2 \rightarrow 0}{2_2 \rightarrow 2_0}$ можно получить при двух значениях θ_2 - одно в интервале $115^\circ - 125^\circ$, другое в интервале $177^\circ - 179^\circ$. Анализ различных случаев, однако, показывает, что когда отношение $\frac{2_0 \rightarrow 0}{4_0 \rightarrow 2_0}$ меньше чем 0,7, как предсказывает ротационная модель, применимо решение из первого интервала и наоборот.

Зависимость отношений приведенных вероятностей $\frac{3_2 \rightarrow 2_0}{3_2 \rightarrow 4_0}$, $\frac{2_2 \rightarrow 4_0}{2_2 \rightarrow 2_0}$, $\frac{4_2 \rightarrow 2_0}{4_2 \rightarrow 4_0}$ и $\frac{2_0 \rightarrow 0}{4_0 \rightarrow 2_0}$ от параметра θ_4 показана на рис. 2-3. На рис. 2 показаны упомянутые вероятности для двух разных значений θ_2 из интервала $115^\circ - 125^\circ$, что соответствует двум разным значениям $\frac{2_2 \rightarrow 0}{2_2 \rightarrow 2_0}$, которые, соответственно, равны 0,676 для сплошной кривой и 0,423 для пунктирной. Видно, что везде $\frac{2_0 \rightarrow 0}{4_0 \rightarrow 2_0}$ меньше 0,7.

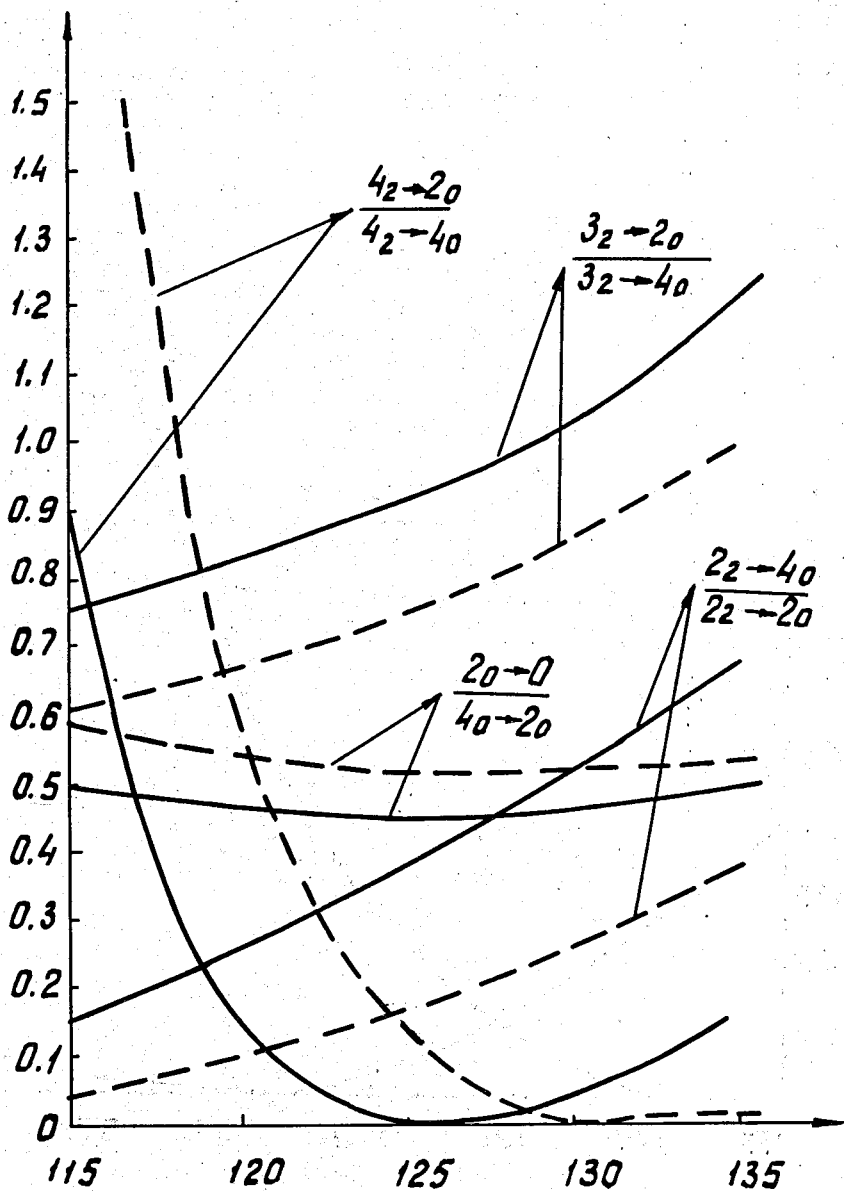


Рис. 2

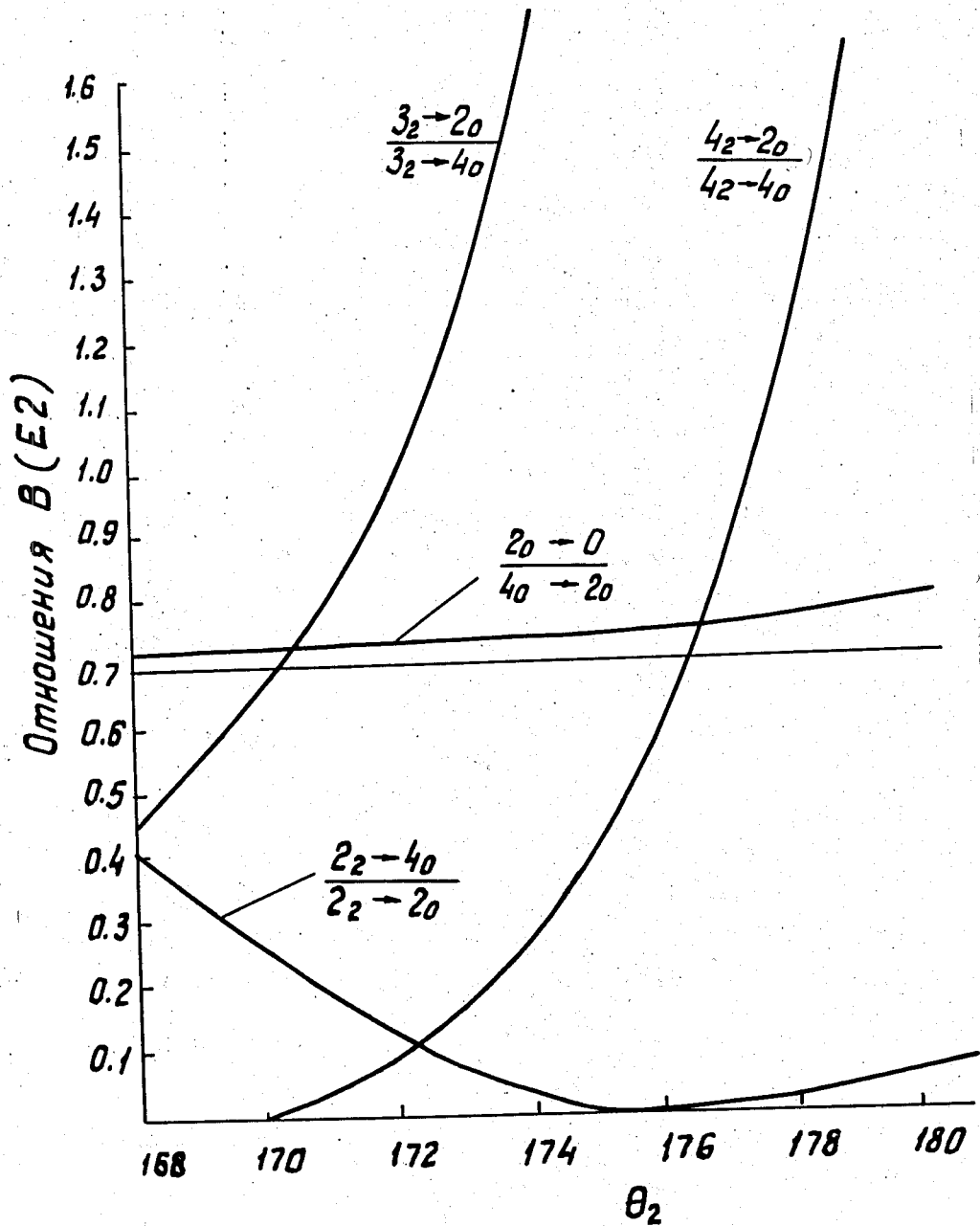


Рис. 3

На рис. 3 показано поведение соответствующих вероятностей для случая, когда $\frac{2_2 \rightarrow 0}{2_2 \rightarrow 2_0}$ и θ_2 выбрано в интервале $177^\circ - 179^\circ$. Видно, что в этом случае $\frac{2_0 \rightarrow 0}{4_0 \rightarrow 2_0} > 0,7$; увеличивается также значение отношения $\frac{3_2 \rightarrow 2_0}{3_2 \rightarrow 4_0}$.

На наш взгляд, θ_k нельзя рассматривать как обычные подгоночные параметры. Зависимость отношения приведенных вероятностей от углов мы понимаем как параметрические уравнения, выражающие функциональную зависимость вероятностей $B(E2)$ - переходов в схеме $SU(3)$. Эти зависимости можно получить, исключая параметры из уравнения для отношений приведенных вероятностей.

При помощи функциональных зависимостей мы проанализировали отношения $B(E2)$ -вероятности для нижайших состояний некоторых ядер. Результаты этого анализа приведены в таблице 1. Сопоставление с экспериментом показывает, что схема $SU(3)$ в состоянии достаточно правильно предсказать вероятности приведенных $E2$ -переходов в деформированных четно-четных ядрах. Конечно, остается открытым вопрос: насколько она способна включить в себя также и наблюдаемые энергетические соотношения между уровнями ядра.

Автор выражает благодарность С.Р.Абрамову за численные расчеты, Г.Н. Афанасьеву и И.Н. Михайлову за ценные обсуждения, а также профессору В.Г. Соловьеву - за постоянное внимание к работе.

Литература

1. L.Weaver, L.C.Biedenharn. Phys.Lett., 32B, 326 (1970).
2. П.П. Райчев. Сообщения ОИЯИ Р4-6452 (1972).
3. H.Ui. Prog.Theor.Phys., 44, (1970) 153.
4. Г.Н. Афанасьев, С.Р. Аврамов, П.П. Райчев. Препринт ОИЯИ.

5. B. Barnitz, T.H. Handley, T.W. Michelich, Phys.Rev. 123, (1961) 1758.
6. C.I. Gallagher, O.B. Nielsen, W.A. Sunyar. Phys.Lett. 16, (1965) 298.
7. C. Gunter, P.R. Parsignault. Phys.Rev. 153, (1967) 1297.
8. A. Agui, R. Cesaro, N. Giovanini, Nuov.Cim. 52 (1969) 20.
9. I.S. Greenberg, G.G. Seaman, E.V. Bishop. Phys.Rev.Lett. 11, (1963) 211.
10. O. Nathan. Nucl.Phys. 19, (1960) 148.
11. R.M. Daimond, F.S. Stephens, K. Makai, R. Nordhagen. Phys.Rev. C3, (1971) 344.
12. J.H. Hamilton, T. Katch, W.H. Brantley, E.E. Zganjar. Phys.Lett. 13 (1964) 43.
13. H. Abon Leila a.o., Nucl.Phys., A175, 657 (1971).
14. R.A. Meyer. Phys.Rev., 170, 1089 (1968).
15. A.A. Абдуразаков, Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин, Я. Липтак, Ф. Молнар, Я. Урбанец. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 749 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1972 года.

¹⁵²
62 S₁₂¹⁵⁴
64 C₁₂

Таблица I.

¹⁵⁸
66 D₁₂

Переход	экспер.	ссыл.	теор.	экспер.	ссыл.	теор.	экспер.	ссыл.	теор.
	0,50±0,10	(9)	0,49	0,464±0,011	(14)	0,409	0,43±0,01	(15)	0,423
$\frac{2_2}{2_2}$ 0	0,54±0,18	(1)		0,41	(1)				
$\frac{2_2}{2_2}$ $\frac{2_0}{2_0}$	0,43±0,3	(8)		0,530±0,014	(12)				
	0,132	(8)	0,134	0,145±0,005	(14)	0,157			
$\frac{2_2}{2_2}$ $\frac{4_0}{2_0}$				0,28±0,19	(12)		0,1	(15)	0,137
	1,07	(8)	0,756	1,032±0,31	(14)	0,732			
$\frac{3_2}{3_2}$ $\frac{2_0}{4_0}$	0,90±0,40	(9)		0,80±0,40	(12)		1,72±0,45	(15)	0,712
$\frac{3_2}{3_2}$ $\frac{4_0}{4_0}$	1,6 ±0,6	(10)							
$\frac{4_2}{4_2}$ $\frac{2_0}{4_0}$	0,16	(8)	0,174	0,138±0,007	(14)	0,116	0,21	(15)	226
$\frac{4_2}{4_2}$ $\frac{4_0}{4_0}$	0,25±0,15	(9)		0,07	(1)				
			0,534	0,56	(3)	0,554			
$\frac{2_2}{4_0}$ $\frac{0}{2_0}$	0,675	(11)						(13)	0,553
$\frac{4_2}{4_2}$ $\frac{2_2}{4_0}$									11,45

166
66 D₄

166
66 E₂

Таблица I (продолжение)

168
68 E₂

Переход	экспер.	ссылка	теор.	эксн.	ссылка	теор.	эксн.	ссылка	теор.
$\frac{2_2}{2_2} \frac{0}{2_0}$	0,52	(I)	0,520	0,56	(4)	0,56	0,56	(7)	0,551
				0,55	(6)				
$\frac{2_2}{2_2} \frac{4_0}{2_0}$	0,137	(I)	0,056	0,087	(6)	0,087	0,148	(7)	0,208
$\frac{3_2}{3_2} \frac{2_0}{4_0}$	1,75	(I)	1,605	1,34	(5)	1,35	1,56	(7)	0,785
				1,43	(6)				
				1,31	(23)				
$\frac{4_2}{4_2} \frac{2_0}{4_0}$	0,21	(I)	0,257	0,16	(5)	0,158	0,18	(7)	0,235
				0,171	(7)				
$\frac{2_0}{4_0} \frac{0}{2_0}$	0,715	(I3)	0,732	0,734	(I3)				
						0,735	0,62	(I3)	0,51
$\frac{4_2}{4_2} \frac{2_2}{4_0}$			10,8	11,9	(0)	9,72			