

1907

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1907



О.Г.Гадецкий, Н.И.Пятов

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ВЛИЯНИЕ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
НА $E1$ -ПЕРЕХОДЫ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

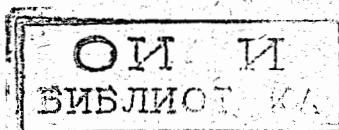
1964

P-1907

О.Г.Гадецкий, Н.И.Пятов

ВЛИЯНИЕ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
НА E1-ПЕРЕХОДЫ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Известия АН СССР"



В в е д е н и е

Электрические дипольные переходы являются очень важным фактором исследования структуры ядер. Они дают нам сведения о ядерных состояниях и являются существенным критерием правильности той или иной модели, описывающей ядра. Рассчитанные по формуле Вайскопфа ^{/1/} электрические дипольные переходы как правило ускорены по сравнению с экспериментом на пять-шесть порядков. Первая попытка объяснить такую сильную заторможенность E1-переходов в деформированных ядрах была предпринята в рамках модели Нильссона ^{/2/}. В этой модели ядерные волновые функции намного ближе к реальным, поэтому теоретические вероятности E1 переходов ближе к экспериментальным, чем в модели Вайскопфа. Мы не будем здесь подробно обсуждать соответствие теоретических и экспериментальных данных. Достаточно полное сравнение было проведено, например, в работах ^{/3/}. В дальнейшем мы будем пользоваться весьма полным обзором экспериментальных данных, сделанным в работе ^{/4/}, где проведено также сравнение с расчетами в модели Нильссона.

В модели Нильссона вычисленные $B(E1)$ отличаются от экспериментальных в пределах четырех порядков, причем в ряде ядер модель дает большую задержку E1-переходов, чем эксперимент.

В последнее время появилась надежда объяснить E1-переходы в рамках сверхтекучей модели ядра ^{/5/}, учитывающей парные корреляции нуклонов на вырожденных уровнях. Было показано, что парные корреляции могут сильно влиять на вероятности γ -переходов, приводя к задержке E1 переходов на порядок и более ^{/5,6/}. Однако проведенные ранее расчеты показали в ряде случаев сильную зависимость полученных результатов от выбора параметров. В результате вычисляемые значения R_γ сильно флюктуируют при малых изменениях параметров и, следовательно, становятся физически недостоверными.

В данной работе сделана попытка получить более или менее достоверные значения R_γ путем использования модифицированных волновых функций. Проведены расчеты факторов задержки R_γ с использованием как обычных бардиновских функций, так и проектированных (без учета эффекта блокировки и с учетом последнего в обоих случаях) ^х). На основе этих расчетов проведен анализ экспериментальных данных.

х) Недавно нам стало известно, что аналогичные, но менее полные расчеты проведены в работе ^{/13/}.

E1-переходы в сверхтекучей модели ядра

В модели Бардина-Купера-Шриффера волновая функция системы с нечетным числом частиц $(2n-1)$ в некотором состоянии $(m\sigma)$ имеет вид:

$$\Psi_{m\sigma} = a_{m\sigma}^+ \prod_{s \neq m} (u_s + v_s a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma}^+) |0\rangle, \quad (1)$$

где параметры u и v берутся из решения для соседней системы с четным числом частиц $(2n)$ гамильтониана

$$H = \sum_{s, \sigma = \pm 1} (E_s - \lambda) a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G \sum_{s, s'} a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma}^+ a_{s'\sigma} a_{s\sigma}, \quad (2)$$

(λ - химический потенциал системы; G - константа парного взаимодействия, E_s - одночастичные уровни среднего поля). В этой модели условие сохранения числа частиц в нечетной системе не выполняется даже в среднем. Зато мы получаем весьма простое выражение для приведенной вероятности E1-перехода в виде:

$$B(E1) = B_{s,n}(E1) \times R_Y^1, \quad (3)$$

где $B_{s,n}(E1)$ - одночастичная приведенная вероятность E1-перехода, R_Y^1 - фактор задержки, обусловленный парными корреляциями и равный

$$R_Y^1 = (u_1 u_2 - v_1 v_2)^2. \quad (4)$$

Здесь $u_1(v_1)$ и $u_2(v_2)$ относятся соответственно к одночастичным состояниям, между которыми идет переход.

Выражая u и v через корреляционную функцию $C = G \sum_s u_s v_s$, химический потенциал λ и энергии одночастичных уровней E_1 и E_2 , получим для R_Y^1 выражение

$$R_Y^1 = \frac{1}{4} \{ 1 - [C^2 - (E_1 - \lambda)(E_2 - \lambda)] \sqrt{[C^2 + (E_1 - \lambda)^2] [C^2 + (E_2 - \lambda)^2]} \}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что величина $R_Y^1 < 1$ и существенно зависит от положения λ относительно E_1 и E_2 . R_Y^1 принимает наименьшие значения, если λ лежит между E_1 и E_2 , обращаясь в нуль, когда λ лежит точно посередине. Следовательно, в тех ядрах, где λ попадает между одночастичными уровнями, участвующими в переходе, мы получим сильную задержку E1 переходов. Расчеты /7/ показывают, что как правило, химический потенциал четной системы лежит выше одночастичного уровня, соответствующего поверхности Ферми системы с $(2n-1)$ частицами. Поэтому R_Y^1 малы в тех ядрах, где идет E1-переход с частичного уровня на основное состояние, либо между частичным и дырочным уровнями.

При учете эффекта блокировки требуется сохранение числа частиц в среднем для каждого состояния системы. Значит каждому состоянию системы сопоставляются свои параметры u и v , а вид волновой функции (1) не меняется. Учет эффекта блокировки приводит к более правильному описанию спектров квазичастичных возбуждений в ядрах,

а также позволяет получить удовлетворительное объяснение одночастичных бета-переходов (см., например, /7,8/).

С учетом эффекта блокировки фактор задержки принимает вид:

$$R_{\gamma}^{II} = \left\{ u_1^{(2)} u_2^{(1)} - v_1^{(2)} v_2^{(1)} \right\}^2 \prod_{s \neq 1,2} \left(u_s^{(1)} u_s^{(2)} + v_s^{(1)} v_s^{(2)} \right), \quad (5)$$

где

$$u_1^{(k)} = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + (E_1 - \lambda_k) \left[C_1^2 + (E_1 - \lambda_k)^2 \right]^{-1/2} \right] \right\}^{1/2} \\ v_1^{(k)} = \left\{ 1 - \left[u_1^{(k)} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Имея в виду (6), можно переписать (5) без учета последнего множителя, близкого к единице, в виде:

$$R_{\gamma}^{II} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{C_1 C_2 - (E_1 - \lambda_2)(E_2 - \lambda_1)}{\sqrt{[C_1^2 + (E_2 - \lambda_1)] [C_2^2 + (E_1 - \lambda_2)]}} \right\}. \quad (7)$$

Теперь R_{γ}^{II} существенно зависит от двух параметров λ_1 и λ_2 . В этом случае могут оказаться сильно заторможенными переходы типа (частица-дырка), если оба параметра λ_1 и λ_2 лежат либо между E_1 и E_2 , либо когда один параметр лежит выше E_1 и E_2 , а другой ниже. Кроме того заторможенными могут оказаться переходы типа (дырка-дырка), когда один из параметров λ_1 и λ_2 попадает между E_1 и E_2 . Последнее обстоятельство является следствием только эффекта блокировки. В результате R_{γ}^{II} может достигать минимума совсем в других ядрах чем R_{γ}^I для одних и тех же переходов.

Бейман /9/ предложил процедуру проектирования бардиновской функции на пространство с заданным числом частиц. При этом из бардиновской функции вырезается компонента, соответствующая точному сохранению числа частиц в системе, а параметры u и v при этом рассчитываются из обычных уравнений. Как было показано в работах /10,11/, использование проектированных функций существенно исправляет энергии основных и возбужденных состояний систем как с четным, так и с нечетным числом частиц. Для любого состояния (m) нечетной системы с $(2n-1)$ частицами проектированная волновая функция имеет вид:

$$\Psi_{m\sigma} (2n-1) = \left\{ \sum_{s_1 < s_2 < \dots < s_{2n-1}} \phi_{s_1}^2 \phi_{s_2}^2 \dots \phi_{s_{2n-1}}^2 \right\}^{1/2} \times \\ \times a_{m\sigma}^+ \sum_{s_1 < s_2 < \dots < s_{2n-1}} \phi_{s_1}^+ \phi_{s_2}^+ \dots \phi_{s_{2n-1}}^+ b_{s_1}^+ b_{s_2}^+ \dots b_{s_{2n-1}}^+ |0\rangle, \\ \text{где } \phi_s = v_s / u_s; \quad b_s^+ = a_{s+}^+ - a_{s-}^+, \quad (8)$$

суммирование проводится по всем уровням, за исключением занятого нечетной частицей, причем каждый член суммы включает $(n-1)$ произведений.

Учесть эффект блокировки в функции (8) можно, подставляя соответствующие параметры u и v .

С помощью проектированной функции (8) получим выражение для фактора задержки в виде:

$$R_{\gamma}^{III} = \mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2 \left\{ \sum_{\substack{a_1 < a_2 < \dots < a_{\nu} \\ \nu = 1, 2}} (\phi_{a_1}^{(1)} \phi_{a_2}^{(2)}) (\phi_{a_2}^{(1)} \phi_{a_2}^{(2)}) \dots (\phi_{a_{\nu}}^{(1)} \phi_{a_{\nu}}^{(2)}) - \right. \\ \left. - \sum_{\substack{a_1 < a_2 < \dots < a_{\nu} \\ \nu = 1, 2}} (\phi_{a_1}^{(2)} \phi_{a_2}^{(1)}) (\phi_{a_1}^{(1)} \phi_{a_2}^{(2)}) (\phi_{a_2}^{(1)} \phi_{a_2}^{(2)}) \dots (\phi_{a_{\nu}}^{(1)} \phi_{a_{\nu}}^{(2)}) \right\}^2, \quad (9)$$

где $\mathcal{P}_1 = \sum_{a_1 < a_2 < \dots < a_{\nu}} (\phi_{a_1}^{(1)})^2 (\phi_{a_2}^{(1)})^2 \dots (\phi_{a_{\nu}}^{(1)})^2$,
 $\mathcal{P}_2 = \sum_{k=1}^{\nu} v_k^{(1)} / u_k^{(1)}$.

Без учета эффекта блокировки $\phi_k^{(1)} = \phi_k^{(2)}$.

Вид R_{γ} теперь настолько сложный, что не представляется возможным анализировать полученное выражение.

Расчеты факторов задержки и сравнение с экспериментом

Для проведения численных расчетов факторов R_{γ} нами были выбраны схемы уровней среднего поля и параметры C и λ из работ /7/. Отметим, что была выбрана единая схема одночастичных уровней для всех ядер редкоземельной области, а также единая схема для трансурановых ядер. Естественно, что такое ограничение в выборе параметров могло сказаться на точности R_{γ} , особенно на краях областей деформированных ядер. Подбирая схему уровней для каждого ядра, возможно получить более точные значения R_{γ} , но тогда число вводимых параметров будет слишком большим и вряд ли оправданным из-за малого числа имеющихся экспериментальных данных.

Вычисленные по формулам (4), (5) и (9) факторы задержки показаны на рис. 1-6.

Из рисунков видно, что, как правило, наибольшее расхождение имеется между R_{γ} , вычисленными с обычными бардиновскими и модифицированными функциями. Не удается добиться согласия расчетов с различными функциями в точках минимума кривых. В этих точках значения R_{γ} могут различаться на порядок и более. Часто проектировка и учет блокировки приводят также к смещению минимума кривой, вычисленной с бардиновскими функциями. За исключением точки минимума все вычисленные факторы R_{γ} обычно близки между собой. Вычисления с проектированной функцией (с учетом блокировки) дают почти всегда наибольшие значения фактора задержки. В связи с этим заметим, что в модельных расчетах в работе /11/ точные значения R_{γ} всегда лежат между вычисленными с проектированными функциями (с учетом блокировки) и с функциями, учитывающими только эффект блокировки. Вычисленные с модельными функциями R_{γ} отличаются от точных обычно не более, чем на 25-30%.

На рис. 1-8 показаны также факторы F_N , равные отношению экспериментальных проведенных вероятностей к вычисленным по модели Нильссона $^{(4/x)}$. Факторы F_N отражают степень влияния остаточных (в том числе парных) взаимодействий на одночастичные E1-переходы. В сверхтекучей модели ядра F_N должны совпадать с факторами задержки R_Y . Из рис. 1-8 видно, что в некоторых ядрах совпадение хорошее, в других случаях можно передать лишь тенденцию изменения F_N от ядра к ядру. Различие R_Y и F_N нельзя отнести только за счет неточностей вычисления первых. В модели Нильссона приведенные вероятности для E1-переходов рассчитываются с небольшой точностью, так как обычно вклад дают малые компоненты волновых функций, вычисляемые очень неточно (все экспериментально наблюдаемые E1-переходы в деформированных ядрах запрещены по асимптотическим числам). Для детального сравнения F_N и R_Y пока недостаточно экспериментальных данных. Очень часто экспериментальные данные известны в тех ядрах, где R_Y для соответствующих переходов имеют минимум. Именно в этих точках теоретические расчеты R_Y имеют наименьшую точность.

Предположим, что флуктуации среднего поля настолько малы при переходе от одного нечетного ядра к другому, что практически не меняют одночастичных приведенных вероятностей. Тогда для одного и того же перехода в группе соседних ядер отношение приведенных вероятностей будет определяться отношением факторов R_Y . В таблице 1 приведено сравнение отношений экспериментальных $B(E1)_{\text{эксп}}$, где

$$\eta = \left| \frac{1}{K_1} \frac{K_1 K_2 - K_1}{K_1 K_2} \left| \frac{1}{K_1} \frac{K_1 K_2 - K_1}{K_1 K_2} \right| \right|,$$

и теоретических значений R_Y . Из таблицы 1 видно, что отношения R_Y , вычисленные с бардиновскими функциями (1) и с модифицированными (2, 1' и 2'), существенно различаются, причем согласие с экспериментальными отношениями довольно плохое. По-видимому, флуктуации среднего поля в соседних ядрах весьма существенны. Действительно, даже в ядрах с одним и тем же нечетным $Z(N)$ и разными $N(Z)$ приведенные вероятности очень сильно различаются между собой. Так для перехода $(523)^+ \rightarrow (642)^{xx}$ $B(E1)$ в Nr^{237} в 45 раз меньше, чем для того же перехода в Nr^{239} ; в Ta^{179} и Ta^{181} приведенные вероятности перехода $(514)^+ \rightarrow (404)^+$ различаются почти в три раза и т.д. Эти различия не могут быть объяснены в рамках сверхтекучей модели, в которой R_Y вычисляются для всех ядер с одним и тем же нечетным $Z(N)$ независимо от $N(Z)$.

З а к л ю ч е н и е

Проведенные расчеты не привели к удовлетворительному согласию теоретических значений $B(E1)$ с экспериментальными. Для полного сравнения пока еще недостаточно экспериментальных данных. Поэтому мы не можем сейчас сказать, какие волновые

х) Факторы $F_N > 1$ не приведены на рисунках 1-5.

xx) Мы пользуемся набором нильссонских асимптотических квантовых чисел $(N_{\pi}, \Lambda) \Sigma, K = \Lambda + \Sigma, \Sigma = +\frac{1}{2} (+), \Sigma = -\frac{1}{2} (-)$.

функции сверхтекучей модели дают более правильное описание электрических дипольных переходов. Очень важно иметь экспериментальные данные для каждого перехода по первой группе соседних ядер, чтобы выявить закономерности флюктуаций среднего поля и исследовать роль других остаточных взаимодействий.

Кроме того, весьма необходимо лучшее знание уровней среднего поля и, особенно, соответствующих им волновых функций. Поскольку в модели Нильссона все экспериментально наблюдаемые E1-переходы запрещены по асимптотическим квантовым числам, необходимо знание точности вычисления асимптотически малых компонент нильссоновских волновых функций.

По-видимому, нижайшие состояния в нечетных ядрах не являются чисто одноквази-частичными. Наличие примесей других конфигураций к одноквазичастичным состояниям может существенно изменить величины вероятностей переходов.

Наконец, определенную роль могут играть другие неучтенные остаточные взаимодействия, например, квадрупольного типа.

Тем не менее вычисленные значения R_y могут быть полезными для ориентировочных оценок отношений $B(E1)$ в соседних ядрах и могут давать сведения о качественном поведении приведенных вероятностей E1-переходов в группах ядер.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Г.Соловьеву за постоянный интерес и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Блатт и В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, Москва, 1954.
2. S.G.Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, No. 16, (1955).
3. M.N.Vergnes. Nucl. Phys., 39, 273 (1962).
Ю.Н.Гнедиш, Изв. АН СССР, сер. физ. 25, 83 (1981).
4. E. Bashandy and M.S. El-Nesr. Ark. Fys., 22, 357 (1962).
5. C.F. Perdrisat. Tables of Experimental Data for E1 Transitions Between Bound States in Medium and Heavy Mass Nuclei. Preprint, University of Illinois, July, 1964.
6. S.T. Belyaev. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 31, No.11 (1959).
V.G.Soloviev. Selected Topics in Nuclear Theory, Lectures given at the International summer school. Low Tatra Mountains, Vienna, IAEA (1963).
В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Атомиздат, 1983.
6. Ю.Т.Гринь. ЖЭТФ 39, 138 (1960).
V.G.Solovt'ev, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, No.11 (1951).
N.I.Paytov. Acta. Phys. Polonica, 25, 21 (1964).

7. В.Г.Соловьев, Т.Шиклош. Препринт ОИЯИ Р-1568, Дубна, 1964.
Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Е-1621, Дубна, 1964.
Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1617 (1964).
8. С. J. Gallagher and V. G. Soloviev, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 2, No.2 (1952).
Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 11 (1964).
9. В. F. Bayman, Nucl. Phys., 15, 33 (1960).
10. A. K. Kerman, R. D. Lawson, M. H. Macfarlane. Phys. Rev., 124 162 (1961).
А. Павликовски, В. Рыбарска. ЖЭТФ, 43, 543 (1962).
11. М. К. Волков, А. Павликовски, В. Рыбарска и В. Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 878 (1963).
12. J. Jastrzebski, M. Moszynski, K. Pawlak and Stryczniewicz. The Report on Congress of Nuclear Physics, Paris, 1964.
13. G. Monsonogo, R. Piepenbring: Nucl. Phys., 58, 593 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1964 г.

Таблица I.

Сравнение экспериментальных отношений приведенных вероятностей EI-переходов с теоретическими отношениями

R_{γ} , вычисленными с бардиновскими функциями без учета эффекта блокировки (1) и с учетом (2), и с проектированными функциями без учета (1') и с учетом блокировки (2').

| Тип перехода | Экспериментальные отношения $B(E1) \times \eta$ | Теоретические отношения R_{γ} | | | |
|--|---|--------------------------------------|---------------|-------------|-------------|
| | | 1 | 2 | 1' | 2' |
| (642) $\dagger \rightleftharpoons$ (521) \dagger | $B(Gd^{155})/B(Gd^{157})/B(Dy^{161}) = 1/0,002/0,11$ | 1/20/900 | 1/0,4/2,8 | 1/0,27/5,3 | 1/0,55/2,1 |
| (532) $\dagger \rightleftharpoons$ (411) \dagger | $B(Eu^{155})/B(Tb^{159}) = 1/2$ | 1/10 | 1/75 | 1/9000 | 1/110 |
| (642) $\dagger \rightleftharpoons$ (523) \dagger | $B(Dy^{161})/B(Er^{165})^* = 1/3,6$ | 1/6 | $\sim 1/10^4$ | 1/1000 | 1/80 |
| (404) $\dagger \rightleftharpoons$ (514) \dagger | $B(Lu^{175})/B(Lu^{177})/B(Ta^{179})/B(Ta^{181}) = 1/0,7/2,2/6,3$ | 1/1/200/200 | 1/1/0,6/0,6 | 1/1/1,3/1,3 | 1/1/0,7/0,7 |
| (624) $\dagger \rightleftharpoons$ (514) \dagger | $B(Hf^{177})/B(Hf^{179}) = 1/4,2$ | 1/5 | 1/0,16 | 1/0,30 | 1/0,33 |
| (642) $\dagger \rightleftharpoons$ (523) \dagger | $B(Np^{237})/B(Np^{239})/B(Am^{243}) = 1/4,5/2,3$ | 1/1/22 | — | 1/1/19 | 1/1/3,2 |

* Экспериментальные данные по Er^{165} взяты из работы /12/, остальные - из работы /4/.

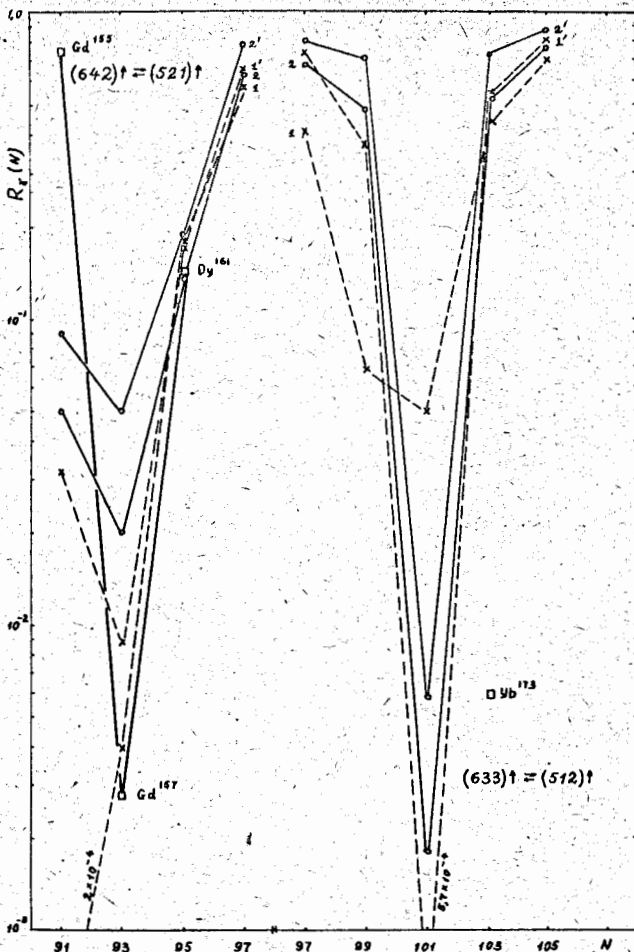


Рис. 1. Факторы задержки R_N для нейтронных E1-переходов в редкоземельных ядрах, вычисленные с бардиновской и модифицированными волновыми функциями.

- x---x1 - без учета эффекта блокировки;
- o---o2 - с учетом эффекта блокировки;
- x---x1' - для проектированных функций;
- o---o2' - для проектированных функций с учетом эффекта блокировки.
- - факторы запрета F_N , равные отношению экспериментальных приведенных вероятностей к вычисленным по модели Нильссона.

Типы E1-перехода указаны на рисунке. Числа на рисунке показывают значение R_N в соответствующей точке.

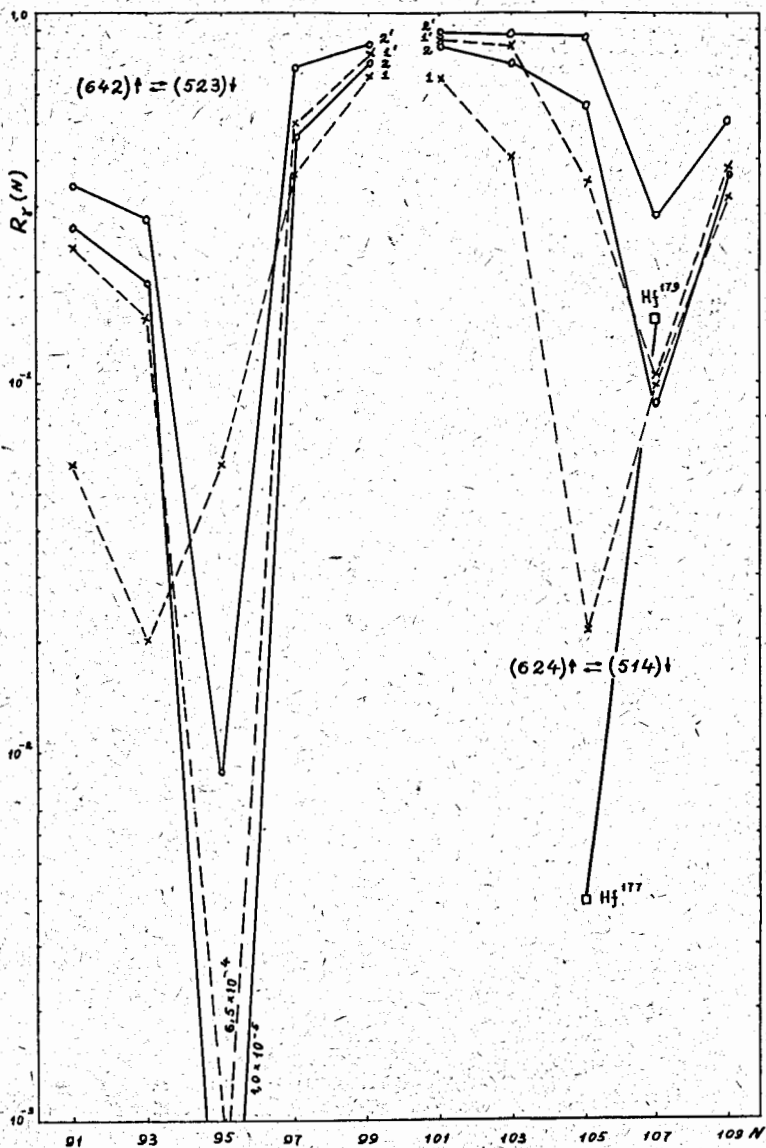


Рис. 2. Факторы R_γ для нейтронных E1 переходов в редкоземельных ядрах. Обозначения см. рис. 1.



Рис. 3. Факторы R_γ для нейтронных $E1$ переходов в редкоземельных ядрах. Обозначения см. рис. 1.

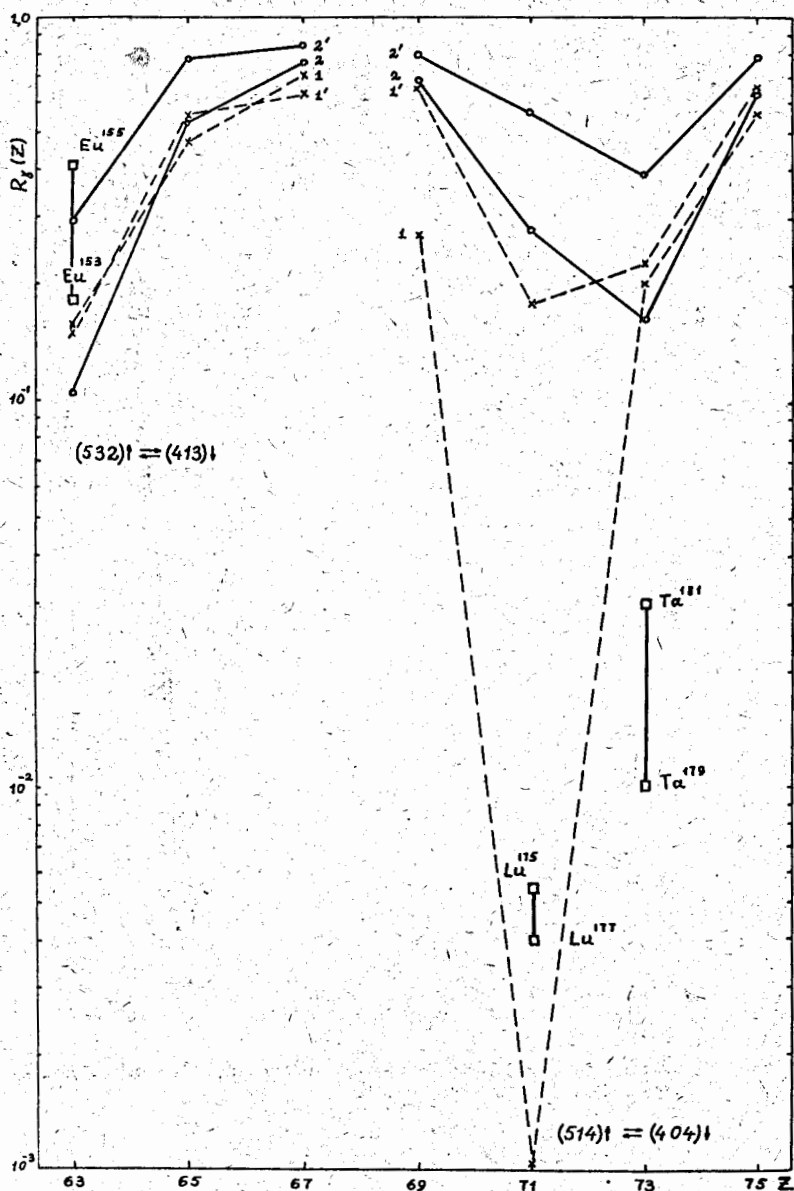


Рис. 4. Факторы R_γ для протонных $E1$ переходов в редкоземельных ядрах. Обозначения см. рис. 1.

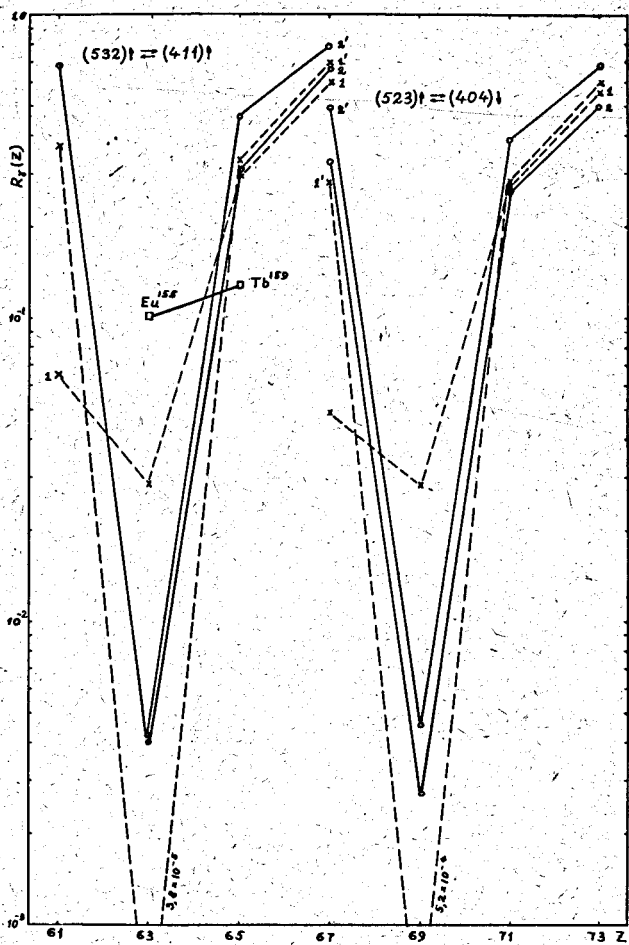


Рис. 5. Факторы R_F для протонных $E1$ переходов в редкоземельных ядрах. Обозначения см. рис. 1.

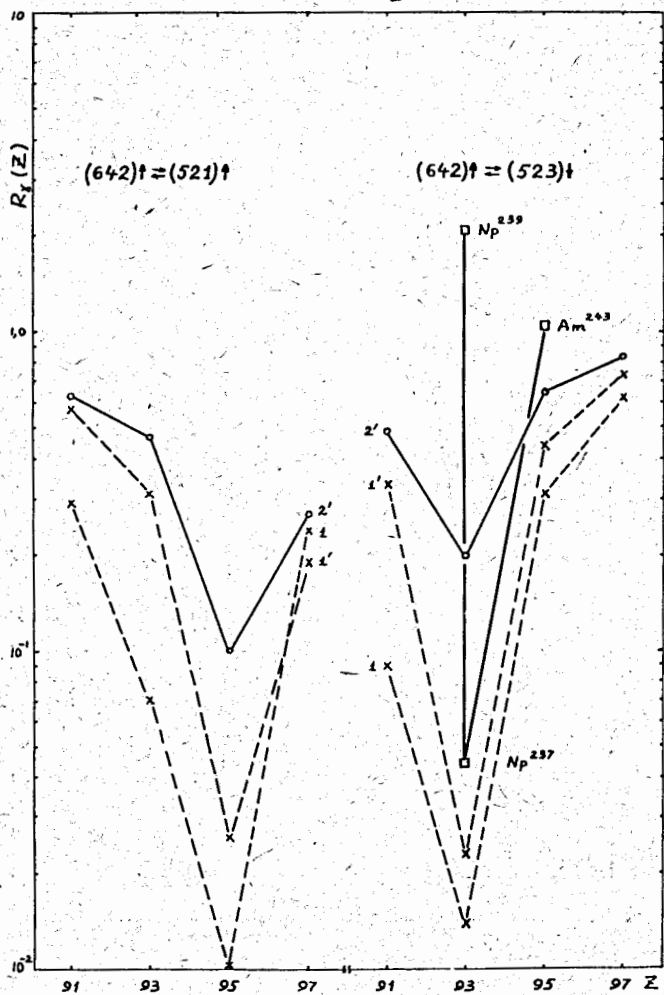


Рис. 6. Факторы R_γ для протонных $E1$ переходов в трансураниевых ядрах. Обозначения см. рис. 1.