

П-997

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЯФР, 1966, т. 4, в. 3,
с. 486-492.

P - 2540



Н.И. Пятов, М.И. Черней

ВЕРОЯТНОСТИ Е2- И Е3-ПЕРЕХОДОВ
В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2540

4017/2
49.

Н.И. Пятов, М.И. Черней

ВЕРОЯТНОСТИ Е2- И Е3-ПЕРЕХОДОВ
В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Ядерную физику"



1. Введение

За последние годы сверхтекучая модель ядра достигла значительных успехов в объяснении структуры деформированных ядер (см., например, ^{1/}). Учет остаточных парных взаимодействий позволял объяснить шель в спектрах четно-четных ядер, плотность нижайших возбужденных состояний в нечетных ядрах и целый ряд других физических характеристик ядер. Нижайшие возбужденные состояния в нечетных ядрах в этой модели рассматриваются как одноквазичастичные, причем парные взаимодействия не нарушают квантовых характеристик одночастичных состояний. Учет остаточных дальнедействующих взаимодействий (например, квадрупольных и октупольных) приводит к появлению фононных состояний в ядрах и необходимости учета взаимодействия квазичастиц с фононами. При этом существенно меняется структура волновой функции состояний в нечетных ядрах ^{2/}. Исследования β -распада, γ -переходов и α -распада показали существенное влияние парных корреляций на вероятности этих процессов. Расчеты вероятностей переходов и сравнение их с экспериментальными данными позволяют проверить правильность выбранной структуры волновой функции.

В ряде задач одноквазичастичная интерпретация нижайших состояний нечетных деформированных ядер является вполне удовлетворительной (например, при исследовании разрешенных бета-переходов и альфа-распадов).

Однако в нечетных ядрах "пробным камнем" одноквазичастичной структуры нижайших ядерных состояний явились дипольные электрические переходы, исследованию которых посвящено значительное количество работ (см., например, ^{3/}). Эти исследования показали, что количественные расчеты вероятностей электрических дипольных переходов пока находятся вне пределов точности модели ядра с парными взаимодействиями. Для более точных вычислений вероятностей $E1$ -переходов необходим учет взаимодействий квазичастиц с фононами. Особенно важным учет этих взаимодействий оказался для $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ ^{4/}.

Однако прежде чем отказаться от простой структуры квазичастичной волновой функции, необходимо рассмотреть интенсивности переходов других мультипольностей, в частности, электрических квадрупольных и октупольных. Исследованию вероятностей

этих переходов в нечетных деформированных ядрах и анализу соответствующих экспериментальных данных и посвящена данная работа.

2. Расчет факторов задержки и матричных элементов $E1$ - и $E2$ -переходов

Вероятность $E\lambda$ -перехода между одноквазичастичными состояниями может быть записана в виде произведения квадрата одночастичного матричного элемента и фактора задержки $R_\gamma(E\lambda)$. Вид фактора задержки зависит от выбора волновой функции в сверхтекучей модели. В частности, в работах^{/3/} (Гадецкий, Пятов) использовались для расчета $R_\gamma(E1)$ как обычные бардиновские, так и модифицированные волновые функции, учитывающие эффект блокировки и проектированные на пространство заданного числа частиц. В этой работе приведены формулы для соответствующих $R_\gamma(E\lambda)$, поэтому мы не будем переписывать их здесь. Отличительной особенностью $R_\gamma(E\lambda)$ является наличие в нем двух слагаемых с противоположными знаками. Поэтому в ряде случаев величина R_γ оказывается очень малой, что и приводит к большому запаздыванию $E\lambda$ -переходов по сравнению с одночастичными.

В данной работе вычислялись $R_\gamma(E2)$ и $R_\gamma(E3)$ для ряда переходов в нечетных деформированных ядрах. Полученные значения R_γ в ядрах с различными Z или N и для различных волновых функций сверхтекучей модели показаны на рис.1-2. Из рисунков видно, что R_γ в соседних ядрах могут сильно различаться. Как и в случае $E1$ -переходов, R_γ , вычисленные с простыми бардиновскими функциями, сильно отличаются от вычисленных с модифицированными волновыми функциями. Как правило, очень близкие результаты дают расчеты с волновыми функциями, учитывающими эффект блокировки и проектированными на пространство с заданным числом частиц.

Все необходимые параметры для вычисления R_γ получались из расчетов спектров нечетных ядер^{/5/}. Вычисленные $R_\gamma(E\lambda)$ одинаковы для всех ядер с одним и тем же нечетным N (или Z), что связано с предположением о неизменности уровней среднего поля в соседних ядрах. Конечно, это ограничение, но отказ от него привел бы к появлению слишком большого количества параметров в теории.

Одночастичные матричные элементы $E2$ - и $E3$ - переходов вычислялись в модели Нильссона^{/6/}. Соответствующие формулы для G_{E2} и G_{E3} приведены в работе Нильссона. Расчеты проводились для тех же значений параметров μ и κ которые использовались в работе^{/6/}, и при значениях параметра деформации $\eta = 4$ и $\eta = 6$. Сравнение с результатами вычислений по $E3$ - переходам в работе^{/7/} показывает, что изменение параметра μ для начального и конечного состояний ядра слабо влияет на величину матричного элемента. В дальнейшем обсуждении результатов нами использованы значения G_{E2} и G_{E3} , вычисленные при $\eta = 6$ (см. таблицу 1).

3. Обсуждение результатов

Для сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными вычислялись $G_{E\lambda}^2$ (exp.) по формулам:

$$G_{E2}^2(\text{exp.}) = 1,386 \cdot 10^{-9} (r_\gamma)^{-1} (E_\gamma \text{ MeV})^{-5} A^{-2/3} \times \\ \times |\langle I_i 2 K_i K_f - K_i | I_f K_f \rangle|^{-2};$$

$$G_{E8}^2(\text{exp.}) = 2,1 \cdot 10^{-8} (r_\gamma)^{-1} (E_\gamma \text{ MeV})^{-7} A^{-1} \times \\ \times |\langle I_i 3 K_i K_f - K_i | I_f K_f \rangle|^{-2}.$$

где r_γ - парциальное время жизни γ - перехода; E_γ - энергия γ - перехода; A - массовое число ядра; $\langle I_i \lambda K_i K_f - K_i | I_f K_f \rangle$ - коэффициент Клебша-Гордана. Соответствующие величины приведены в таблице 1.

Для сравнения теоретических и экспериментальных значений $G_{E\lambda}^2$ необходимо введение эффективного заряда для нейтрона. Действительно, из таблицы 1 видно, что экспериментальные значения $G_{E\lambda}^2$ для нейтронных и протонных переходов вполне сравнимы по величине. По этой причине в таблице 1 факторы запрета N_N , равные отношению $G_{E\lambda}^2(\text{exp.})/G_{E\lambda}^2(\text{Nils})$, выписаны в предположении, что эффективные заряды нейтрона и протона равны единице. В дальнейшем мы обсудим возможность введения других значений эффективных зарядов.

Из таблицы 1 видно, что разброс значений N_N как для E2, так и для E3-переходов не очень велик (за исключением аномального E2 - перехода $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ Ta¹⁸¹). Без учета парных корреляций можно было бы добиться согласия теории с экспериментом, например, путем введения эффективного заряда, отличного от единицы. Необходимые l_{eff}^2 (Nils) приведены в таблице 2. Как правило, l_{eff}^2 (Nils) меньше единицы как для протонов, так и для нейтронов. Введение таких эффективных зарядов физически трудно оправдать.

При учете парных корреляций мы должны, по определению, сравнивать N_N с произведением $l_{\text{eff}}^2 R_\gamma$. При $l_{\text{eff}}^2 = 1$ (для нейтронов и протонов) невозможно добиться согласия N_N и R_γ , тем более, что величина R_γ зависит от выбора волновой функции. Аналогичный вывод для E3 - переходов получен в работе^{/3/} (Vergnes, Rasmussen).

Однако можно попытаться добиться согласия теории с экспериментом подбором соответствующих эффективных зарядов. Необходимые значения l_{eff}^2 для различных R_γ , вычисленных с обычными бардиновскими функциями и модифицированными, приведены в таблице 2. Из таблицы видно, что при вычислении R_γ с обычными

бардиновскими функциями значения эффективных зарядов оказываются, как правило, слишком большими, и мы их в дальнейшем рассматривать не будем. Весьма близки между собой величины эффективных зарядов, получающиеся для R_γ , учитывающих эффект блокировки, либо проектированных на пространство с данным числом частиц.

Для E2-перехода $(411)\frac{1}{2}^- \rightarrow (402)\frac{1}{2}^+$ в Lu^{177} и Ta^{181} величина эффективного заряда получается в среднем равной 2,5.

Для E2-перехода $(402)\frac{1}{2}^- \rightarrow (404)\frac{1}{2}^-$ в Ta^{181} эксперимент дает аномально большую величину вероятности по сравнению с оценкой в модели Нильссона. В соседних ядрах Lu^{173} , Lu^{175} , Lu^{177} порядок состояния $(402)\frac{1}{2}^-$ идет преимущественно через M1-переход. Возможно, здесь мы имеем дело с сильной коллективизацией перехода. Учет парных корреляций в этом случае лишь усложняет картину. Значения эффективного заряда для этого перехода оказываются слишком большими.

Для протонных E3-переходов в изотопах Ho и Lu величина эффективного заряда лежит в среднем в области $1,5 \div 2,0$. Разброс значений эффективных зарядов для протонных E2- и E3-переходов относительно невелик. Кроме того, как правило, величина эффективного заряда растет с ростом Z . Величина эффективного заряда для нейтронных переходов меняется в соседних ядрах значительно быстрее, чем для протонных переходов. Однако и здесь видна общая тенденция увеличения значения эффективного заряда с ростом Z .

В общем, для каждого типа переходов в ряде ядер можно подобрать вполне разумные значения эффективного заряда (см., например, ^{18/}), при которых согласие между теоретическими и экспериментальными вероятностями оказывается вполне удовлетворительным. На рис. 1,2 приведены значения R_N/t_{eff}^2 (средн.) для различных ядер. Из рисунков видно, что почти всегда эти величины лежат в области возможных значений R_γ .

К сожалению, в настоящее время недостаточно экспериментальных данных, чтобы исследовать относительное поведение приведенных вероятностей в ядрах с различным N (или Z). Теоретически такие отношения определяются отношением R_γ в этих ядрах (если эффективные заряды и одночастичные матричные элементы совпадают). Пока такое отношение можно составить лишь для перехода $(411)\frac{1}{2}^- \rightarrow (402)\frac{1}{2}^+$ в Lu^{177} и Ta^{181} . Из рис. 1 видно, что относительное поведение вероятности E2-перехода в этих ядрах вполне повторяет поведение R_γ .

Итак, в предположении простой одноквазичастичной структуры нижайших состояний в нечетных ядрах можно качественно объяснить почти все экспериментально известные E2- и E3-переходы в редкоземельных ядрах путем учета влияния парных корреляций и введения параметра эффективного заряда.

Учет остаточных дальнедействующих взаимодействий квадрупольного и октупольного

^{x/} Здесь и в дальнейшем используются асимптотические квантовые числа модели Нильссона $(N_\pi, \Lambda) \Sigma$.

типов приводит к смешиванию одноквазичастичных состояний и квазичастично-фоонной примеси в волновой функции ^{12/}.

Все исследованные нами E2 - и E3 -переходы запрещены по тем или иным асимптотическим квантовым числам (например, по асимптотическому спиновому квантовому числу). Ясно, что примесь разрешенного перехода может существенно изменить теоретическое значение вероятности. Анализ схемы Нильссона показывает, что только для нейтронных E2 -переходов (521) \downarrow + (512) \uparrow в Yb¹⁷³ и Hf¹⁷³ заметное влияние могут оказать примеси состояний (523) \downarrow и (510) \uparrow . В таком случае в вероятность войдут матричные элементы разрешенных переходов (521) \downarrow + (523) \downarrow и (510) \uparrow + (512) \uparrow , которые по величине почти на порядок превышают матричный элемент перехода (521) \downarrow + (512) \uparrow и противоположны по знаку. Каждый из этих матричных элементов входит в полную вероятность со своим множителем R^4 / γ , и полная вероятность складывается из суммы знакопеременных членов. В итоге только большие примеси одноквазичастичных состояний могут заметно сказаться на полной вероятности перехода и приведут к необходимости перенормировать параметр эффективного заряда. На самом деле довольно слабые дальнедействующие взаимодействия вряд ли приведут к сильному смешиванию одноквазичастичных состояний.

Влияние квазичастично-фоонной примеси в волновой функции на вероятности переходов пока учесть трудно. Величина этой примеси сильно меняется от состояния к состоянию. Она больше для состояний с малым спином, чем для состояний с большим моментом ^{12/}. В ряде случаев квазичастично-фоонная часть становится, по-видимому, основной в волновой функции, и тогда можно говорить о коллективных состояниях в нечетных ядрах. Экспериментально обнаружены такие состояния ^{18/}. Ни одно из обсуждаемых нами состояний не относится к числу коллективных. Оценим величину квазичастично-фоонной примеси в амплитуде волновой функции, которая может заметно сказаться на вероятности перехода. Известно, что вероятность E2 -перехода с колебательных 2⁺ - уровней в четно-четных деформированных ядрах оказывается порядка пяти одночастичных единиц Мошковского-Вайскопфа ^{18/}. Легко получить, что эта вероятность обычно на два порядка больше одночастичного G_{E2}^2 в модели Нильссона. Следовательно, заметный вклад в вероятность E2 -переходов в нечетных ядрах может дать квазичастично-фоонная примесь порядка десяти процентов. Этот вклад приведет к необходимости перенормировать величину эффективного заряда. Аналогичные оценки получаются и для E3 -переходов.

Наконец, сильное влияние на величину матричного элемента перехода оказывает радиальная зависимость волновой функции. Ясно, что переход к радиальным волновым функциям, вычисленным в оптическом потенциале, может значительно изменить величину одночастичного матричного элемента.

В итоге можно сказать, что теория пока не может претендовать на количественное согласие с экспериментом, а только пытается объяснить качественные закономерности переходов.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г. Соловьеву за постоянный интерес и помощь в работе, П. Фогелю и Б.Н. Калинкину за обсуждение работы. Авторы благодарны также С. Бьернхольму (S. Björholm) за весьма полезные дискуссии и предоставление ряда экспериментальных данных и А.А. Корнейчуку за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. C.J.Callagher, V.G.Soloviev. Mat.Fys. Skr. Dan.Vid. Selsk., 2, N.2 (1962);

В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963;

В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1973, Дубна, 1963.

2. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-2045, Дубна, 1965.

3. M. Vergnes. Nucl. Phys., 39, 273 (1962); C.F.Perdrinat, Survey of Some Systematic Properties of the Nuclear E1 Transition Probability, preprint University of Illinois, 1965; N.I. Pyatov. Acta Phys. Pol., 25, 21 (1964);

О.Г. Галецкий, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 830 (1965);

G.Monsonego, R.Piepenbring. Nucl. Phys., 56, 593 (1964); M.N.Vergnes, J.O.Rasmussen. Nucl. Phys., 62, 233(1965);

Э.Е. Берлович. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 838 (1965).

4. G.Monsonego, R.Piepenbring. Preprint, 1965 (to be published in Nucl. Phys.).

5. Н.И. Пятов, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1817 (1964).

6. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat-Fys. Medd., 29, N.16 (1965).

(см. перевод в сборнике "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958.

7. I.Pedersen. Preprint, 1965.

8. O.Nathan, S.G.Nilsson, Collective Nuclear Motion and the Unified Model, to Appear in Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, Edited by K.Siegbahn;

П. Фогель. Ядерная физика, 1, 752 (1965).

9. К.Я. Громов, В. Гнатович. Препринт ОИЯИ, Р-2086, Дубна, 1965.

10. S.Björholm, B.J.Frahm, N.J.S.Hansen, J.Borggreen.

Сообщение на Совещания по ядерной спектроскопии, Минск, 1965.

11. C.J.Orth, M.E.Bunker, J.W.Starner. Phys.Rev., 132, 355 (1964).

12. B.Harmatz, T.H.Handley, J.W.Mihelich. Phys. Rev., 119, 1345 (1960).

13. S.Heiser, K.F.Alexander. Nucl.Phys., 70, 415 (1965).

14. Nuclear Data Sheets, National Research Council, Washington.

Рукопись поступила в издательский
отдел 11 января 1966 г.

Таблица 1

Экспериментальные матричные элементы и факторы запрета H_N (отношение экспериментальных $G_{E\lambda}^2$ к вычисленным в модели Нильссона) для E2-и E3-переходов

I_i	$Nn_z\Lambda$	I_f	$N'n_z'\Lambda'$	Ядро	E_γ MeV	G_{E2}^2 (exp)	G_{E3}^2 (exp)	Литература	H_N
1/2	(52I)	5/2	(5I2)	Yb^{173}	0,396	$1,5 \cdot 10^{-3}$		10,11	0,03
1/2	(52I)	5/2	(5I2)	Hf^{175}	0,126	$2,0 \cdot 10^{-2}$		10,12	0,40
1/2	(4II)	5/2	(402)	Lu^{177}	0,110	$3,9 \cdot 10^{-3}$		13	0,13
1/2	(4II)	5/2	(402)	Ta^{181}	0,133	$2,4 \cdot 10^{-2}$		14	0,80
5/2	(402)	7/2	(404)	Ta^{181}	0,482	$1,5 \cdot 10^{-1}$		14	70
1/2	(4II)	7/2	(523)	Ho^{159}	0,206		$4,8 \cdot 10^{-2}$	10	0,18
1/2	(4II)	7/2	(523)	Ho^{161}	0,211		$4,9 \cdot 10^{-2}$	10	0,18
1/2	(4II)	7/2	(523)	Ho^{163}	0,302		$4,0 \cdot 10^{-2}$	10	0,15
1/2	(52I)	7/2	(633)	Dy^{165}	0,108		$2,7 \cdot 10^{-2}$	10	0,07
1/2	(52I)	7/2	(633)	Er^{167}	0,208		$1,2 \cdot 10^{-1}$	10	0,30
1/2	(52I)	7/2	(633)	Yb^{169}	0,024		$1,8 \cdot 10^{-1}$	10	0,45
1/2	(54I)	7/2	(404)	Lu^{169}	0,029		$4,1 \cdot 10^{-2}$	10	2,6
1/2	(54I)	7/2	(404)	Lu^{171}	0,070		$3,4 \cdot 10^{-2}$	10	2,1

Таблица 2

Значения эффективного заряда (параметры) в модели Нильссона и при учете парных корреляций

Ядро	e_{eff} (Nil.)	e_{eff} (мезр.) ^{x/}			
		1	2	1'	2'
I/2 - (52I)† → 5/2 - (5I2)† (E2, n)					
Yb ¹⁷³	0,2	0,3	0,2	0,2	0,2
Hf ¹⁷⁵	0,6	1,0	0,8	0,8	0,7
I/2 + (4II)† → 5/2 + (402)† (E2, p)					
Lu ¹⁷⁷	0,4	6,5	2,3	3,0	2,8
Ta ¹⁸¹	0,9	2,3	3,0	3,2	3,0
5/2 + (402)† → 7/2 + (404)† (E2, p)					
Ta ¹⁸¹	8,4	44,7	44,6	270	44,6
I/2 + (4II)† → 7/2 - (523)† (E3, p)					
Ho ¹⁵⁹	0,4	7,6	1,5	1,4	0,7
Ho ¹⁶¹	0,4	7,8	1,5	1,4	0,7
Ho ¹⁶³	0,4	7,0	1,4	1,3	0,6
I/2 - (52I)† → 7/2 + (633)† (E3, n)					
Dy ¹⁶⁵	0,3	4,7	0,4	0,6	0,3
Er ¹⁶⁷	0,6	10,5	0,9	1,2	0,8
Yb ¹⁶⁹	0,7	12,5	1,1	1,5	0,8
I/2 - (54I)† → 7/2 + (404)† (E3, p)					
Lu ¹⁶⁹	1,6	3,6	2,3	2,2	1,9
Lu ¹⁷¹	1,5	3,3	2,1	2,0	1,7

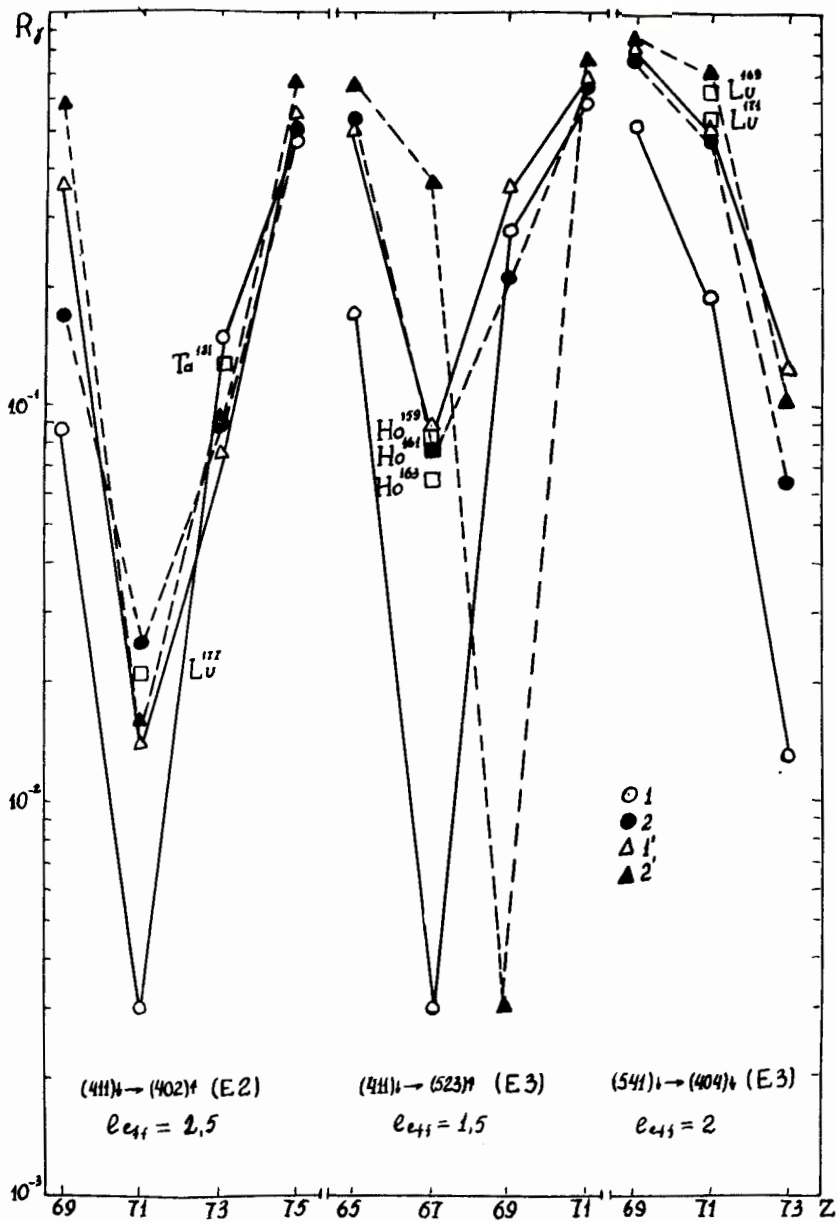
x/

1 - e_{eff} для R_Y , вычисленных с бардиновской волновой функцией;

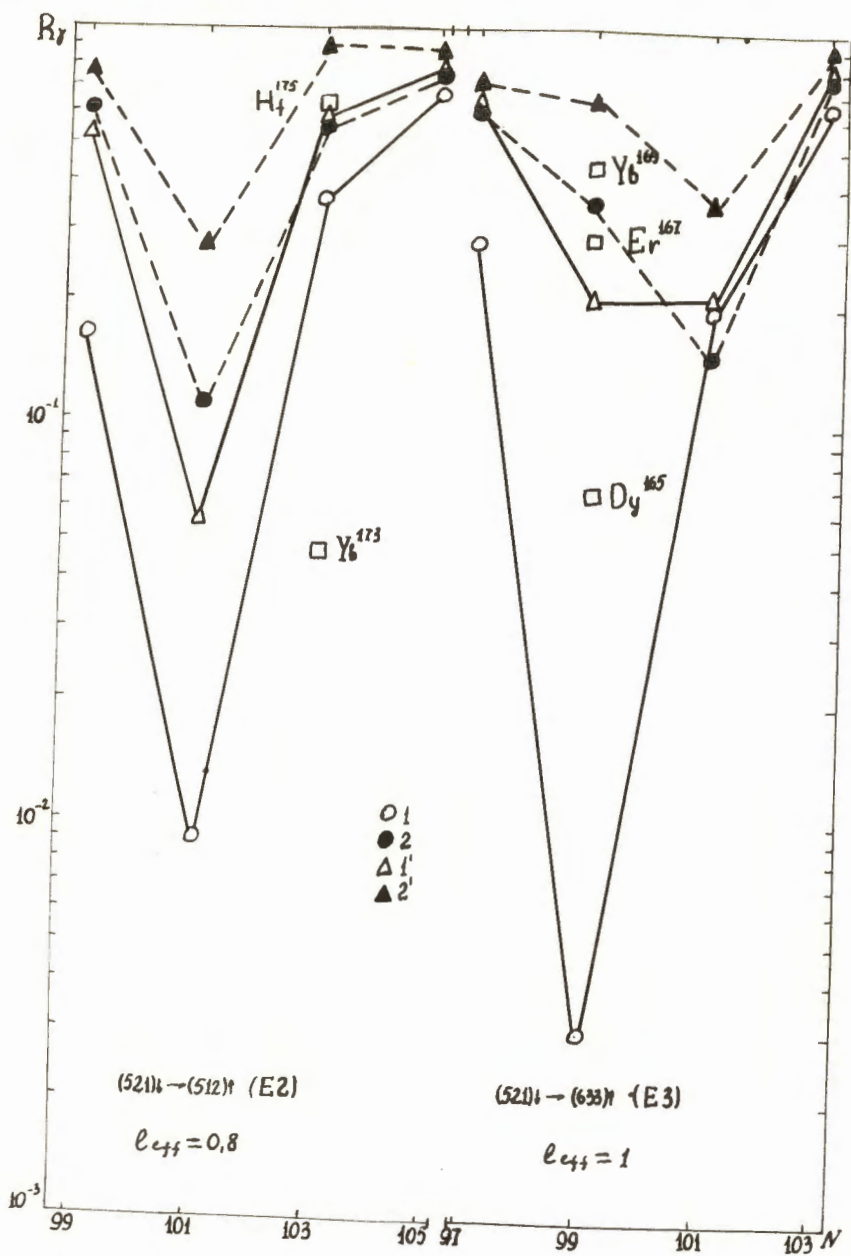
2 - e_{eff} для R_Y , учитывающих эффект блокировки;

1' - e_{eff} для R_X , проектированных на пространство с данным числом частиц;

2' - e_{eff} для R_Y , проектированных и учитывающих эффект блокировки.



Р и с. 1. Факторы задержки R_γ для протонных E2- и E3-переходов как функции числа протонов Z . Обозначения: 1 - R_γ , вычисленные с обычными бардиновскими функциями; 2 - R_γ с учетом эффекта блокировки; 1' - R_γ - для проектированных функций; 2' - R_γ - для проектированных и учитывающих эффект блокировки функций. Квадратики - величины H_N / l_{eff}^γ . Значения l_{eff} и квантовые числа переходов указаны на рисунке.



Р и с. 2. R_y для нейтронных E2- и E3 -переходов как функции числа нейтронов. Обозначения см. рис. 1.