



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-94-427

Э.Бошитц¹, В.А.Кузьмин,
А.А.Овчинникова², Т.В.Тетерева²

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ
УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
ПРИ ЗАХВАТЕ МЮОНОВ ЯДРОМ ^{28}Si
В РАМКАХ СОВРЕМЕННОЙ
ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

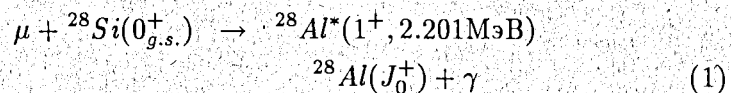
¹Институт экспериментальной физики Университета Карлсруэ,
Германия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского
государственного университета

1. Введение

Исследование захвата мюонов атомными ядрами является одним из перспективных направлений в решении проблемы проверки структуры гамильтониана слабого лептон-нуклонного взаимодействия, и в частности, определения величины константы индуцированного псевдоскалярного взаимодействия, g_P , в ядерной среде. При этом наибольший интерес представляют эксперименты по захвату мюонов ядрами с ненулевым спином из различных состояний тонкой структуры мезоатома, а также эксперименты по исследованию функции угловой (γ - ν)-корреляции, возникающей при захвате поляризованного мюона. Именно в этих экспериментах можно определить характеристики, наиболее чувствительные к величине g_P . Такие эксперименты сейчас планируются и проводятся, причем в настоящее время удалось значительно повысить их точность.

Измерения функции угловой корреляции проводят на ядре ^{28}Si . В данной работе мы рассматриваем процесс



Теоретический анализ этой реакции был выполнен в ряде работ, например в [1, 2].

Вычисление ядерных матричных элементов проводилось в рамках имеющихся в то время вариантов оболочечной модели: в [1] — оболочечная модель [3], в которой только сравнительно небольшому числу валентных нуклонов позволялось менять свое состояние; в [2] — частично-дырочная модель внутри $2\hbar\omega$ -пространства с остаточным взаимодействием в форме Сербера-Юкавы [4]. Современная оболочечная модель и вычислительные возможности позволяют выполнять более последовательный анализ волновых функций средних ядер и проводить расчеты в полном sd -пространстве, что особенно важно для изучения переходов между возбужденными состояниями. В результате удалось описать многие спектроскопические характеристики ядер sd -оболочки, в том числе и ^{28}Si , и ^{28}Al .

В работе [2] было показано, что коэффициенты угловой корреляции оказываются чувствительными к выбору ядерных моделей. Поэтому для обработки новых экспериментальных данных представится целесообразным провести расчеты коэффициентов угловой корреляции в

рамках современной оболочечной модели и оценить их чувствительность к выбору параметров взаимодействия.

2. Ядерные волновые функции

Для описания ядерных волновых функций мы использовали следующие варианты оболочечной модели:

- модель W описана в [5], где в рамках полного sd -пространства на основе фитирования 447 значений энергий связи и энергий возбужденных состояний ядер sd -оболочки определены значения энергии одночастичных состояний ($0d_{5/2}$, $1s_{1/2}$ и $0d_{3/2}$ уровни) и 63 двухчастичных матричных элементов взаимодействия между валентными нуклонами. Матричные элементы взаимодействия и одночастичные энергии предполагаются не зависящими от массового числа. Эта модель недавно была использована в [6] для расчета характеристик ядер с $A = 28, 30$ и позволила удовлетворительно описать свойства большого числа состояний положительной четности с изоспином, равным нулю и единице (энергии уровней, время жизни, спектроскопические факторы, отношение вероятностей электромагнитных переходов и т.д.);

- модель X , которая отличается от модели W тем, что в нее включена зависимость энергий одночастичных состояний от массового числа;

- в модели H двухчастичные матричные элементы вычислялись на основе 14-параметрического потенциала взаимодействия между валентными нуклонами ([7], вариант $SDPOTA$). В итоге модель имеет 17 параметров в отличие от 66 в модели W .

- модель I - набор параметров $SDPOTB$ из той же работы [7]; отличается от модели H большим числом параметров потенциала взаимодействия.

Указанные выше модели можно считать феноменологическими, поскольку в их основе лежит фитирование ядерных энергетических спектров путем подбора большого числа параметров оболочечного гамильтониана.

Кроме такого феноменологического подхода существует и более теоретический, при котором матричные элементы двухчастичного взаимодействия вычисляются, исходя из какого-либо нуклон-нуклонного потенциала, так

- в модели K используется G -матричное взаимодействие, построенное в работе [8] из потенциала Хамады-Джонсона. В этой модели варьируются только значения одночастичных энергий.

Указанные модели хорошо воспроизводят энергетические спектры ядер ^{28}Si и ^{28}Al .

Как и в [6], для расчетов электромагнитных переходов были использованы эффективные заряды: 1.35 - для протона и 0.35 - для нейтрона; и свободные значения нуклонных g -факторов: $g_s = 5.586$, $g_l = 1.0$ для протона и $g_s = -3.826$, $g_l = 0.0$ для нейтрона.

Ядерные волновые функции и одночастичные переходные плотности вычислялись с помощью программы многочастичной модели оболочек [9]

3. Коэффициенты угловой корреляции

В реакции (1) нас интересует разрешенный переход $0^+ \rightarrow 1^+$, который описывается двумя независимыми амплитудами $M_1(2)$ и $M_1(-1)$ [10]. Для коэффициентов функции угловой корреляции W в разных работах вводятся разные обозначения. Мы приведем определения из работ [2] и [10], которыми пользуются при интерпретации экспериментальных данных [11, 12]. В работе [2]:

$$W = I(0)\{1 + \beta_2^P(\vec{p}\vec{\gamma})(\vec{\gamma}\vec{\nu}) + [\alpha^P + \beta_2^P(\vec{p}\vec{\gamma})(\vec{\gamma}\vec{\nu})]P_2(\vec{\gamma}\vec{\nu})\}. \quad (2)$$

В работе [10]

$$W^0 = 1 + (\alpha^0 + \frac{2}{3}c_1^{(0)})(\vec{p}\vec{\gamma})(\vec{\gamma}\vec{\nu}) + [a_2^0 + b_2^0(\vec{p}\vec{\gamma})(\vec{\gamma}\vec{\nu})]P_2(\vec{\gamma}\vec{\nu}). \quad (3)$$

Таким образом, между коэффициентами из [2] и [10] имеется следующее соответствие:

$$\begin{aligned} \alpha^P &= a_2^{(0)}, \\ \beta_1^P &= b_2^{(0)}, \\ \beta_2^P &= \alpha^{(0)} + \frac{2}{3}c_1^{(0)}. \end{aligned} \quad (4)$$

В (2) и (3) $\vec{\gamma}$, $\vec{\nu}$ - направления вылета γ -кванта и нейтрино, \vec{p} - вектор поляризации мюона. В (3) коэффициент $\alpha^{(0)}$ характеризует асимметрию углового распределения ядра отдачи, связанную с поляризацией мюона. Коэффициент $c_1^{(0)}$ отражает эффективное изменение асимметрии при регистрации γ -кванта. Также рассматривают коэффициент β , характеризующий поляризацию ядра отдачи, возникающую при захвате поляризованного мюона

$$\langle \vec{I} \rangle = \vec{p}\beta. \quad (5)$$

Здесь $\langle \vec{I} \rangle$ - среднее значение спина ядра отдачи.

Для переходов $1^+ \rightarrow 2^+$ и $1^+ \rightarrow 0^+$ рассмотренные коэффициенты зависят от отношения независимых амплитуд, $x = M_1(2)/M_1(-1)$, следующим образом:

$$\begin{aligned} \alpha^{(0)} &= \frac{1}{3} \frac{1 + 4\sqrt{2}x - x^2}{1 + x^2}, \\ \beta &= \frac{2 - x^2}{3(1 + x^2)}, \\ c_1^{(0)} &= Q_2(L) \frac{1 - x^2 - x/\sqrt{2}}{1 + x^2}, \\ a_2^{(0)} &= Q_2(L) \frac{\sqrt{2}x - x^2/2}{1 + x^2}, \\ b_2^{(0)} &= Q_2(L) \frac{3}{2} \frac{x^2}{1 + x^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Величина $Q_2(L)$ определяется мультипольностью электромагнитного перехода. В случае чистого $M1$ -перехода $Q_2(M1) = 1$. Для перехода $1^+ \rightarrow 2^+$, который идет за счет $M1$ - и $E2$ -мультиполей,

$$Q_2(L) = \frac{1}{10} \frac{1 - 6\sqrt{5}\delta + 5\delta^2}{1 + \delta^2},$$

где коэффициент смешивания δ есть отношение амплитуд $E2$ - и $M1$ -переходов.

При расчетах независимых амплитуд использовались следующие значения слабых формфакторов: $g_V = 0.98$, $g_A = -1.24$ и $g_M = 3.60$.

4. Обсуждение результатов

На рис. 1–3 приведены результаты наших вычислений отношения независимых амплитуд x , коэффициентов α и β . На рис. 4 приведены результаты для коэффициентов угловой корреляции в случае чистого $M1$ -перехода: $(1^+, 2.201) \rightarrow (0^+, 0.972)$ ($Q_2(L) = 1$).

Как видно из рис. 1–4, для рассматриваемых характеристик используемые нами “феноменологические” модели дают практически одни и те же результаты. Интересно отметить, что результаты, полученные с “вычисленным” взаимодействием (модель K), незначительно отличаются от феноменологических, причем в области положительных значений g_P/g_A это отличие меньше 10% и резко падает с ростом g_P/g_A . Кроме наших расчетов приведены также полученные в приближении Фуджи–Примакова (FPA), т.е. в $[101]$ -приближении, и в работе [2]. FPA -кривые сильно отличаются, как от наших результатов, так и от результатов [2], что свидетельствует о явной недостаточности $[101]$ -приближения, о необходимости учета всех матричных элементов и указывает на неправомерность использования этого приближения для обработки экспериментальных данных.

Расхождение между нашими результатами и результатами [2] свидетельствует о том, что переходные ядерные плотности весьма чувствительны к выбору базисного пространства. Переход к более полному пространству при построении волновых функций приводит к сильному изменению результатов, в то время как вариация параметров взаимодействия внутри заданного пространства сказывается на них значительно меньше.

Интересно, что использование более полных и “реалистических” ядерных волновых функций приводит к росту численных значений всех рассмотренных характеристик, и, следовательно, при сравнении с экспериментальными данными отношение g_P/g_A смещается в область отрицательных значений. Так экспериментальные данные для x [11] показывают, что $-6 \leq g_P/g_A \leq +1.5$.

Попутно отметим, что введенный в [2] коэффициент β_2^P является малоинформативным, поскольку форма его зависимости от g_P/g_A такова, что сравнение с экспериментальными данными [13] не позволяет определить даже знак отношения g_P/g_A .

При рассмотрении перехода $(1^+, 2.201) \rightarrow (2^+, 0.031)$ картина теоретического анализа резко ухудшается, т.к. этот переход является

смешанным и содержит смесь $M1$ - и $E2$ -мультиполей. Определение коэффициента смешивания δ оказывается весьма деликатной задачей. В рассмотренных моделях не удается получить согласованного результата для δ . В табл. 1 для сравнения рассмотрены переходы

$$1_2^+, 1.620 \rightarrow 2^+, 0.031 \quad \text{и} \quad 1_3^+, 2.201 \rightarrow 2^+, 0.031 \\ 0^+, 0.972 \qquad \qquad \qquad 0^+, 0.972$$

и приведены результаты вычислений времени жизни, δ и отношения вероятностей этих переходов. Кроме перечисленных выше моделей в таблицу занесены результаты, полученные в моделях W и X при замене свободных g -факторов эффективными [14]: $g_s = 4.760$ и $g_l = 1.127$ для протона и $g_s = -3.250$ и $g_l = -0.089$ для нейтрона (строки W_{pr} и X_{pr} , соответственно). Из таблицы видно, что все модели дают качественно одинаковое отношение для вероятностей конкурирующих переходов; при этом для переходов с уровня 1_2^+ их отношение согласуется с экспериментальным значением. Для переходов с уровня 1_3^+ все модели дают большую вероятность перехода на уровень 0_1^+ , что противоречит имеющимся экспериментальным данным [15]. Коэффициенты смешивания δ оказываются чувствительными к малейшим изменениям в параметрах модели: к введению зависимости от массового числа в энергиях одночастичных состояний, к изменению g -факторов, не говоря уже о переходе к новой модели. Большой разброс в величине δ приводит к тому, что хотя зависимость корреляционных коэффициентов от x остается прежней, изменение нормировочного множителя $Q_2(L)$ приводит к такому разбросу результатов, что интерпретация экспериментальных данных становится невозможной.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе в рамках современных вариантов оболочечной модели проведен расчет независимых амплитуд и коэффициентов угловой корреляции для захвата поляризованных мюонов ядром ^{28}Si с возбуждением 1_3^+ -состояния в ^{28}Al . Показано, что теоретические модели дают хорошо согласующиеся между собой результаты для отношения независимых амплитуд x , коэффициента асимметрии $\alpha^{(0)}$ и коэффициента остаточной поляризации ядра отдачи β .

В том случае, когда возбуждение остаточного ядра снимается посредством чистого $M1$ -перехода, например, $(1_3^+, 2.201 \rightarrow 0_1^+, 0.972)$,

коэффициенты угловой корреляции определяются только величиной x . Результаты расчетов в разных моделях практически совпадают и могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных. Из имеющихся экспериментальных данных следует, что отношение g_P/g_A значительно отличается от стандартного.

В случае, когда возбуждение снимается за счет смешанного ($M1 + E2$)-перехода ($1_3^+, 2.201 \rightarrow 2_1^+, 0.031$), коэффициенты угловой корреляции зависят не только от x , но и от параметра смешивания мультиполей δ . Рассмотренные модели не позволяют получить согласованной оценки для δ . Соответственно, теоретические оценки не могут быть использованы для обработки экспериментальных данных. Необходимо значительное уточнение ядерных моделей.

Данная работа выполнена благодаря поддержке со стороны программы сотрудничества Гейзенберг-Ландау между немецкими институтами и ЛТФ ОИЯИ и при поддержке Международного научного фонда Сороса (International Science Foundation).

Численные расчеты частично были выполнены в вычислительном центре Института Пауля Шеррера (Швейцария).

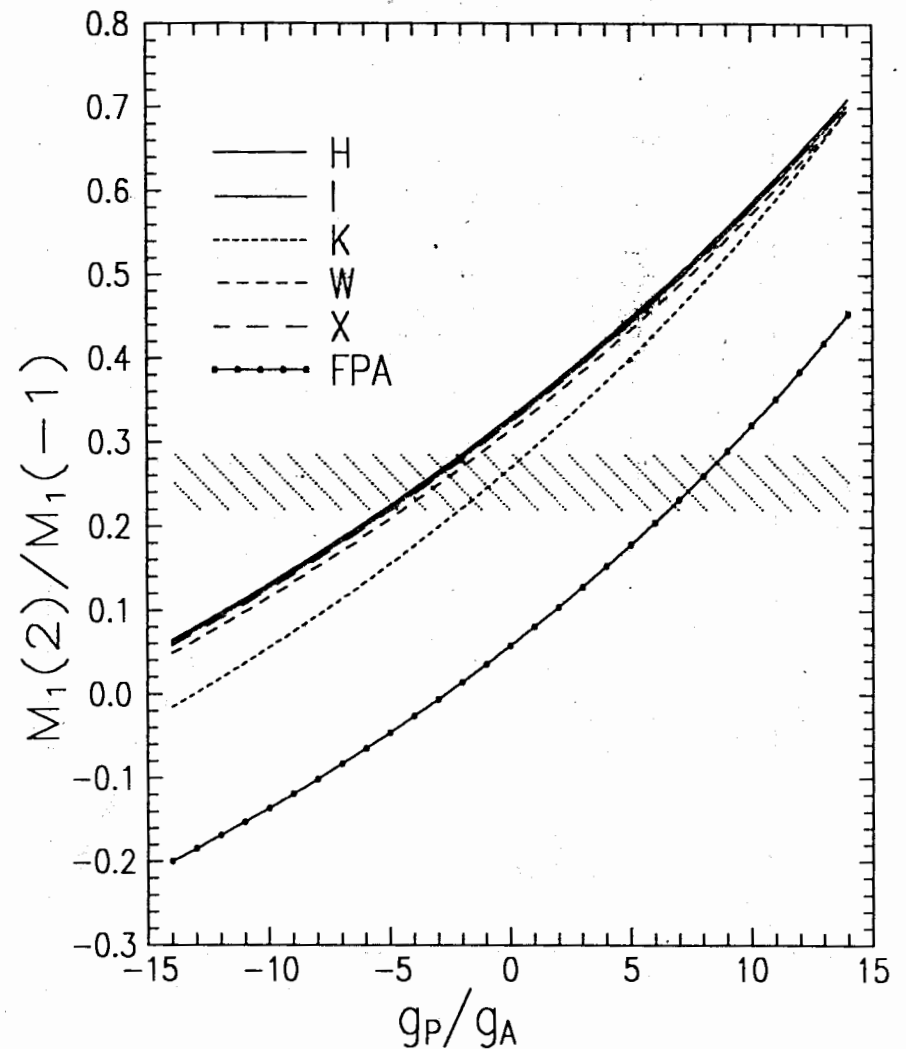


Рис. 1. Зависимость $x = M_1(2)/M_1(-2)$ от величины отношения g_P/g_A для указанных в тексте ядерных моделей. Заштрихованная область соответствует экспериментальным данным [11].

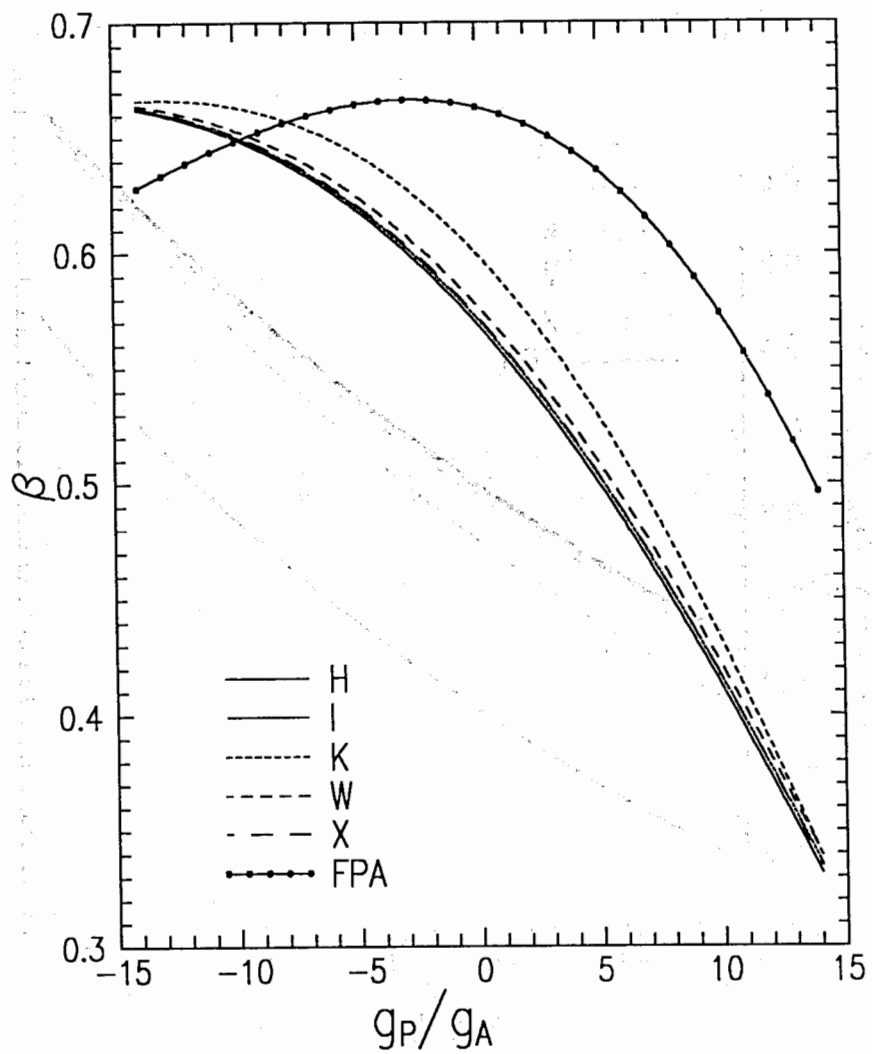


Рис. 2. Зависимость коэффициента остаточной поляризации β от величины g_P/g_A .

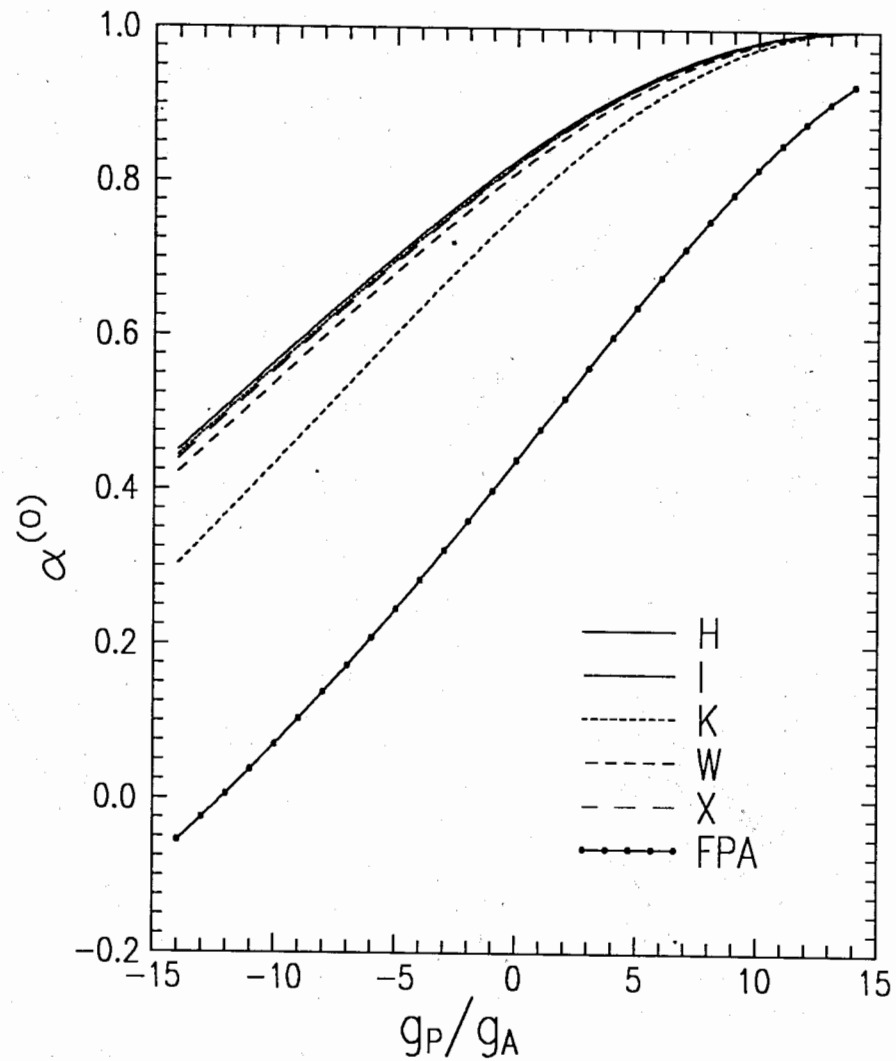


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии $\alpha^{(0)}$ от величины g_P/g_A .

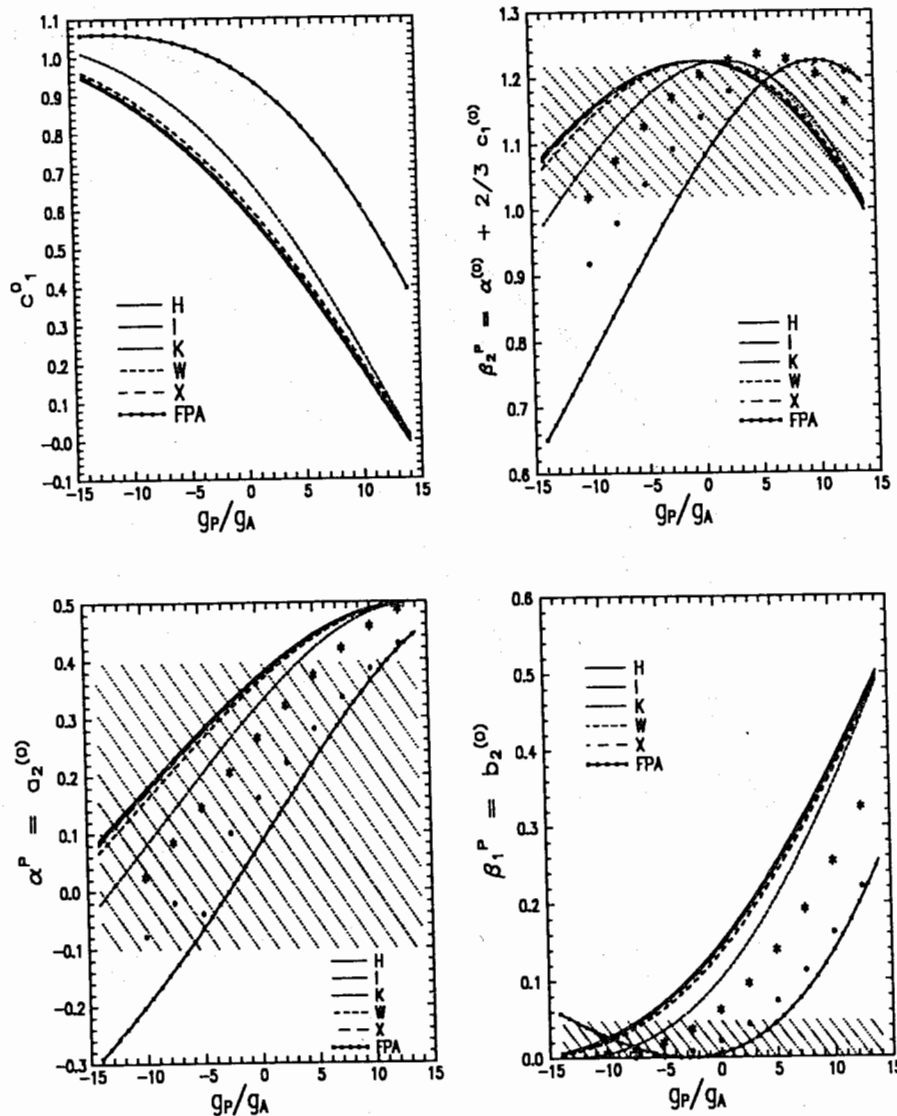


Рис. 4. Зависимость корреляционных коэффициентов (6) от величины g_P/g_A . Звездочками отмечены результаты работы [2] (звездочки большего размера соответствуют модели II указанной работы). Экспериментальные данные из [13] заштрихованы с наклоном влево.

Модель	γ -переход	Branching ratio	δ	τ, fs
Exper.	1.620 \rightarrow 0.031	92	-0.18(9)	120(60)
	0.972	2		
W	1.620 \rightarrow 0.031	80.7	0.44	484
	0.972	18.8		
W_{pr}	1.620 \rightarrow 0.031	67.1	0.63	702
	0.972	31.9		
X	1.620 \rightarrow 0.031	85.0	0.37	319
	0.972	14.8		
X_{pr}	1.620 \rightarrow 0.031	73.2	0.53	492
	0.972	26.3		
H	1.620 \rightarrow 0.031	98.2	0.28	377
	0.972	0.2		
I	1.620 \rightarrow 0.031	98.9	0.20	234
	0.972	—		
K	1.620 \rightarrow 0.031	95.2	0.18	34
	0.972	4.4		
Exper.	2.201 \rightarrow 0.031	79(3)		65(35)
	0.972	16(2)		
W	2.201 \rightarrow 0.031	2.1	-0.87	67
	0.972	80.6		
W_{pr}	2.201 \rightarrow 0.031	11.6	-0.30	70
	0.972	76.0		
X	2.201 \rightarrow 0.031	0.6	-1.90	111
	0.972	65.7		
X_{pr}	2.201 \rightarrow 0.031	11.6	-0.21	118
	0.972	61.7		
H	2.201 \rightarrow 0.031	2.0	0.24	244
	0.972	45.6		
I	2.201 \rightarrow 0.031	1.3	0.09	236
	0.972	51.1		
K	2.201 \rightarrow 0.031	20.0	-0.24	31
	0.972	63.4		

Список литературы

1. S. Ciechanowicz, Nucl. Phys. **A267**, 472 (1976)
2. R. Parthasarthy, V.N. Sridhar, Phys. Rev. C, **18**, 1796 (1978),
Phys. Rev. C, **23**, 861 (1981)
3. B.H. Wildenthal and J.B. McGrory, Phys. Rev. C, **7**, 714 (1974)
4. T.W Donnelly and G.E. Walker, Ann. Phys. **60**, 209 (1970)
5. B.H. Wildenthal, Progr. Part. Nucl. Phys., **11**, 5 (1984)
6. P.M. Endt and J.G.L. Booten, Nucl. Phys. **A555**, 499 (1993)
7. B.A. Brown, W.A. Richter, R.E. Julies and B.H. Wildenthal,
Ann. Phys., **182**, 191 (1988)
8. T.T.S. Kuo, Nucl. Phys., **A103**, 71 (1967)
9. B.A. Brown et al, MSUCL Report 524, Michigan, 1984
10. В.В. Балашов, Г.Я. Коренман и Р.А. Эрамжян, "Поглощение мезонов атомными ядрами", М., Атомиздат, 1978
11. V.B. Brudanin et al, preprint JINR, E6-94-392, 1994, Dubna, направлено в Nucl. Phys. A
12. D.S. Armstrong et al, TRIUMF Progress Report 570, June 1991
13. G.H. Miller et al, Phys. Rev. Lett. **29**, 1174 (1972)
14. B.A. Brown and B.H. Wildenthal, Nucl. Phys. **A474**, 290 (1987)
15. P.M. Endt, Nucl. Phys. **A521**, 1 (1990)

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1994 года.