

8723

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



8723

Экз. чит. зала

P4 - 8723

Р.М.Ямалеев

ВЛИЯНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА
НА СВОЙСТВА ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННОГО ЯДРА

1975

P4 - 8723

Р.М.Ямалеев

ВЛИЯНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА
НА СВОЙСТВА ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННОГО ЯДРА

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

Ямалеев Р.М.

P4 - 8723

Влияние непрерывного спектра на свойства одночастичных состояний деформированного ядра

В работе исследуется влияние непрерывного спектра на свойства одночастичных состояний деформированного ядра. Показано, что учет непрерывного спектра улучшает согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Jamalejev R.M.

P4 - 8723

The Effect of the Continuous Spectrum
on the One-Particle State Properties of
a Deformed Nucleus

The effect of the continuous spectrum on the one-particle state properties of a deformed nucleus are studied. It is shown that taking into account of the spectrum improves the agreement of the theoretical calculations with experimental data.

The investigation has been performed at the
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

ВВЕДЕНИЕ

В силу многочисленных приближений, допускаемых в теоретических расчетах, и неизбежных экспериментальных погрешностей, адекватность определенной модели описываемой физической ситуации в общем случае остается неполностью раскрытой. Действительно, априори не всегда ясно, вызвана ли данная рассогласованность теории с экспериментом несоответствием модели физической ситуации или же она обусловлена грубостью допущенных приближений при расчетах в рамках выбранной модели. В этом смысле проведение наиболее точных расчетов может привести к более убедительным выводам относительно степени адекватности определенной модели описываемому физическому процессу. Надо заметить, что приближения, допускаемые в теоретических расчетах, прежде всего обусловлены трудностями, сопряженными с нелинейным характером решаемых задач. В последнее время в области вычислительной математики были развиты эффективные методы решения определенного круга нелинейных задач /см., напр., работу / . С этой точки зрения представляется весьма интересным пересмотр некоторых физических результатов в свете более точных решений модельных задач ядерной физики.

1. Одночастичные состояния деформированного ядра

Настоящая работа посвящена исследованию одночастичных состояний деформированного ядра на основе непрерывного аналога метода Ньютона /сокращенно обозначим как НАМН/. Избегая обзора и критики существующих методов исследования одночастичных волновых функций

деформированного ядра /этим вопросам посвящены работы /2,3/, перейдем к непосредственному изложению и обсуждению полученных результатов. Волновая функция деформированного ядра удовлетворяет уравнению Шредингера

$$(T + V(r) - E) \Psi_{\Omega}(r) = 0 \quad /1/$$

с деформированным потенциалом Саксона-Вудса

$$V(r) = V_0 \{ 1 + \exp[(r - R(\theta))/a] \}^{-1} \quad /2/$$

Здесь радиус ядра $R(\theta) = R [1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda 0} Y_{\lambda 0}(\theta) - \eta(\beta)]$, $\eta(\beta)$ -

поправка высшего порядка по степени деформации β_{λ} , гарантирующая нам сохранение объема.

Если разложить функцию Ψ_{Ω} по спин-угловым функциям

$$\Psi_{\Omega}(r) = \sum_{\ell_j} \frac{1}{r} R(r) Y_{\ell_j}^{\Omega}(\theta, \phi), \quad /3/$$

то уравнение /1/ примет, согласно /2/, вид:

$$(T + V(r - R) - E) R_{\ell_j}^{\Omega}(r) = \sum_{\ell'_j} \langle Y_{\ell'_j}^{\Omega} | V(r - R) - V(r - R(\theta)) | Y_{\ell_j}^{\Omega} \rangle R_{\ell'_j}^{\Omega}(r). \quad /4/$$

Учитывая граничные условия

$$R_{\ell_j}^{\Omega}(0) = 0, \quad R_{\ell_j}^{\Omega}(\infty) = 0,$$

и условие нормировки

$$\sum_{\ell_j} \int R_{\ell_j}^2(r) dr = 1 \quad /5/$$

мы приходим к задаче Штурма-Лиувилля для системы связанных дифференциальных уравнений. Метод решения

уравнения /3/ с дополнительными условиями /5/ приведен в работе /4/.

Надо отметить, что во многих физических задачах наиболее распространенным методом является алгебраический метод решения уравнения /4/, который заключается в разложении функций по определенному набору базисных функций:

$$R_{\ell_j}(r) = \sum_n a_{n\ell_j} \phi_{n\ell_j}(r). \quad /6/$$

Здесь наиболее подходящим с физической точки зрения базисом является базис собственных функций сферического потенциала Саксона-Вудса /5/. В этом случае разложение /6/ принимает вид:

$$R_{\ell_j}(r) = \sum_{n=1}^N a_{n\ell_j} \phi_{n\ell_j}(r) + \int dk a(k) \phi_k(r), \quad /7/$$

где интегральный член соответствует вкладу от непрерывного спектра. Однако учет состояний непрерывного спектра сопряжен с вычислительными трудностями, поэтому, как правило, в конкретных расчетах интегральным членом в /7/ пренебрегают. С целью сравнения такого подхода с точными расчетами по методу НАМН, рассмотрим соотношение

$$N_{\ell_j}^2 = \int_0^{\infty} R_{\ell_j}^2(r) dr = \sum_{n=1}^N a_{n\ell_j}^2. \quad /8/$$

В табл. 1 приведены величины $N_{\ell_j}^2$, вычисленные по методу НАМН и $\sum a_{n\ell_j}^2$ и взятые из работы /5/ для ядер с массовыми числами $A = 165$ и $A = 239$. /Заметим, что имеется незначительное различие в потенциале, поскольку в наших расчетах, в отличие от /5/, не учитывается деформация спин-орбитальной части потенциала/. По табл. 1 для сильно связанных состояний наблюдаем хорошее согласие результатов точного расчета с приближенным. Однако для слабо связанных состояний согласие сильно ухудшается. Дело в том, что при малых значениях энергий связи увеличивается вклад от компонент $a_{n\ell_j} \phi_{n\ell_j}$ с большими значениями n . При таких значениях энергий также увеличивается вклад от непрерывного спектра,

Таблица I.
Сравнение величин $N_{\ell j}^2$ и $\sum_{n=1}^N a_n^2$ вычисленных при значенных параметров из работ /5/

1/2 ⁻ [770] Энергия (МэВ)	-9.022	-10.742	1/2 ⁻ [750]		Энергия (МэВ)	1/2 ⁺ [411]		1/2 ⁺ [400]		
			$\sum a_{n\ell j}^2$	$N_{\ell j}^2$		$\sum a_{n\ell j}^2$	$N_{\ell j}^2$	$\sum a_{n\ell j}^2$	$N_{\ell j}^2$	
0 1 0.5	0.00438	0.00082	0.000046	0.11190	0	0.5	0.33355	0.49242	0.59282	0.49172
3 1 1.5	0.00897	0.99820	0.000196	0.25840	2	1.5	0.45312	0.29547	0.21757	0.40313
2 3 2.5	0.00398	0.00899	0.01783	0.01664	2	2.5	0.22212	0.09138	0.08061	0.04623
2 3 3.5	0.04321	0.12018	0.00119	0.02651	4	3.5	0.14213	0.09141	0.03764	0.04621
2 5 4.5	0.00027	0.00155	0.36947	0.09452	4	4.5	0.03062	0.01426	0.03640	0.06179
2 5 5.5	0.17101	0.22853	0.07364	0.2506	6	5.5	0.01082	0.01424	0.01082	0.06177
1 7 6.5	0.00019	0.00031	0.52853	0.16951	6	6.5	0.00193	0.00089	0.00194	0.00039
1 7 7.5	0.70896	0.55781	0.00961	0.0714	-	-	-	-	-	-
1 9 9.5	0.05525	0.07302	-	-	-	-	-	-	-	-

которым пренебрегли в разложении /7/. Например, для состояния $1/2^- 750 /A = 239/$ с энергией связи $E = -1,732$ МэВ в сумму /8/ значительный вклад вносят компоненты $a_{4s1/2}$ и $a_{4p1/2}$, которые, однако, находятся уже в непрерывном спектре. В работах /6,7/ показано, что пренебрежение $4s1/2$ и $4p1/2$ компонентами в этом случае ведет к сильному занижению величины $\sum a_{n\ell j}^2$, что в свою очередь приводит к неудовлетворительному описанию поведения силовой функции в зависимости от массового числа A. В работе /7/ величины $N_{\ell j}^2$, приведенные в табл. 1, были использованы при описании силовых функций S_0 и S_1 для s- и p-нейтронов, соответственно, для ядер с массовыми числами $A=165$ и $A=239$. Из результатов этой работы видно, что точный учет влияния малых компонент и вклада непрерывного спектра приводят к хорошему согласию с экспериментальными данными.

Величина $N_{\ell j}^2$ в формуле /8/ характеризует вклад сферических состояний с определенными ℓ и j в соответствующий одночастичный уровень деформированного ядра. Распределение величины $N_{\ell j}^2$ в данном одночастичном состоянии можно проследить, меняя параметры деформации β_{20} и β_{40} от нуля до некоторых равновесных значений. В табл. 2 приведены соответствующие величины $N_{\ell j}^2$ при разных деформациях. Подобная картина характеризует расщепление сферической оболочки при деформациях потенциала, когда в каждый одночастичный уровень дает определенный вклад множество сферических состояний (ℓ, j).

2. Реакция срыва $W^{182}(d,p)W^{183}$

В работе /3/ показано, что пренебрежение вкладом малых компонент и непрерывного спектра в разложении по сферическому базису /7/ приводит к наиболее сильному отклонению приближенной волновой функции от ее точного значения в асимптотической области потенциала. Известно, что корректное поведение волновой функции в поверхностной /асимптотической/ области ядра имеет

Таблица 2

Коэффициенты N_{ij}^2 , вычисленные при разных значениях параметров деформации для $A = 239$

Энергия (Мэв)		- 1.682	-1.128	-1.902
параметр деформации z_j	β_{20}	0.01	0.015	0.23
	β_{40}	0.001	0.04	0.08
1	0.5	$4.71 \cdot 10^{-8}$	0.0475	0.0988
1	1.5	$2.53 \cdot 10^{-5}$	0.3103	0.2811
3	3.5	$3.11 \cdot 10^{-7}$	9.0052	0.0122
3	3.5	$3.15 \cdot 10^{-3}$	0.1363	0.0488
5	4.5	$3.06 \cdot 10^{-6}$	0.1234	0.1074
5	5.5	0.9799	0.1813	0.2758
7	5.5	$1.37 \cdot 10^{-6}$	0.2401	0.1759

особо важное значение при исследовании прямых реакций передачи и срыва.

В настоящей работе формфактор реакции срыва $W^{182}(d,p)W^{183}$ вычислен на основе непрерывного аналога метода Ньютона. Полученный таким образом формфактор использован при вычислении сечения в рамках метода связанных каналов /ССВА/. Параметры оптического потенциала /см. табл. 3/ получены из обработки данных экспериментов по упругому и неупругому рассеянию протонов и дейтронов методом связанных каналов. Параметры среднего поля /табл. 3/ одночастичной волновой функции взяты из работы ⁵. Таким образом, все параметры зафиксированы из обработки экспериментальных данных, т.е. нет свободных /подгоночных/ параметров. Однако следует заметить, что в выборе параметра гексадекапольной деформации β_{40} существует некоторый произвол /в пределах $0,03 \div 0,16/^{8/}$. С целью выяснения влияния неопределенности в выборе β_{40} на величину и форму сечения срыва в качестве примера рассчитывалось сечение $W^{182}(d,p)W^{183}$ для состояния $1/2[510]$ при значениях $\beta_{40} = -0,03$ и $-0,16$. Вариация параметра β_{40} в указанных пределах меняет величину сечения примерно на 20% /см. рис. 2/.

На рис. 1 приведена схема энергетических уровней ядра из работы ⁹. На схеме показаны уровни $1/2[510]$, $3/2[512]$ и $7/2[503]$, которые наблюдались в реакциях (d,p). Теоретические кривые, рассчитанные методом ССВА, и экспериментальные данные из работы ⁹ приведены на рис. 2 и 3 согласно данной схеме. Из рис. 2 и 3 видно, что теоретически рассчитанные сечения хорошо согласуются с экспериментальными данными как по угловому распределению, так и по абсолютной величине. В работе ⁹ экспериментальные данные реакций срыва $W^{182}(d,p)W^{183}$ были описаны с помощью приближения искаженных волн (DWBA). В этом случае удалось удовлетворительно описать угловые распределения сечения, однако по абсолютной величине теоретические расчеты подгонялись к экспериментальным с помощью так называемого спектроскопического фактора. Это обстоятельство является серьезным недостатком метода искаженных волн.

Таблица 3
 Параметры оптического потенциалла и среднего голя ядер W^{182} и W^{183}

Частица	V_R (мэв)	τ_R (фм)	α_R (фм)	W_{BR} (мэв)	V_{SO} (мэв)	τ_I (фм)	α_I (фм)	τ_C (фм)	β_{20}	β_{40}	$\beta_{40}^{(2)}$
d	104.0	1.15	0.81	10.8		1.34	0.68	1.15	0.23	-0.03	-0.16
p	56.0	1.25	0.65	14.2		1.25	0.47	1.25	0.23	-0.03	-0.16
n	42.0	1.26	1.67		19.35				0.23	-0.03	-0.16

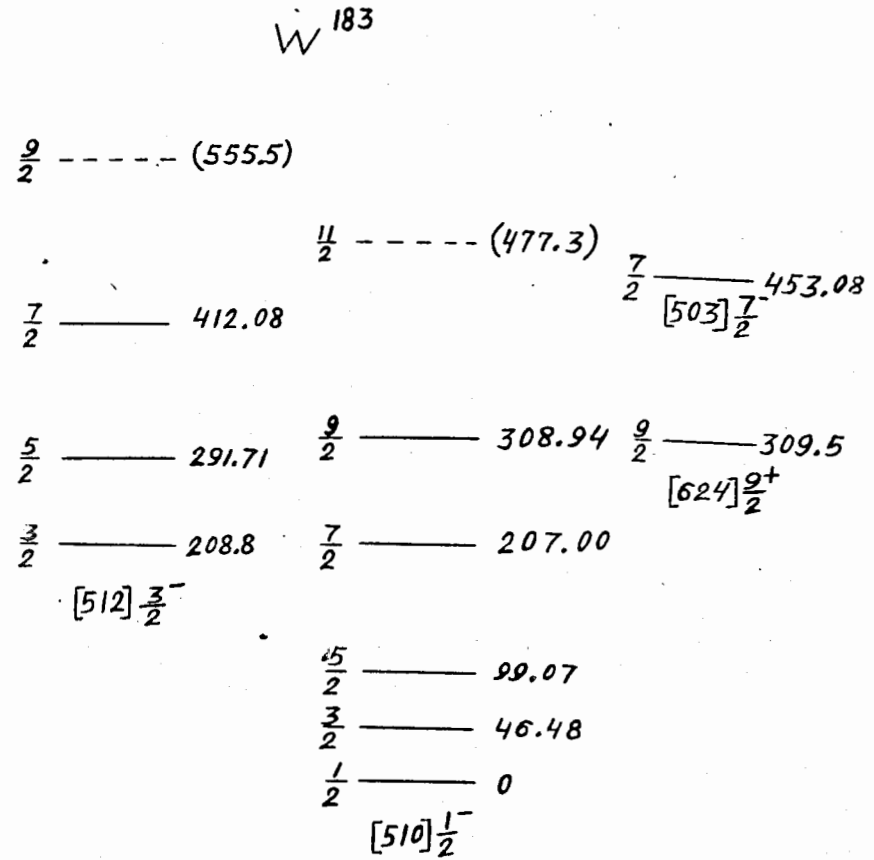


Рис. 1. Схема уровней ядра W^{183} из работы /9/.

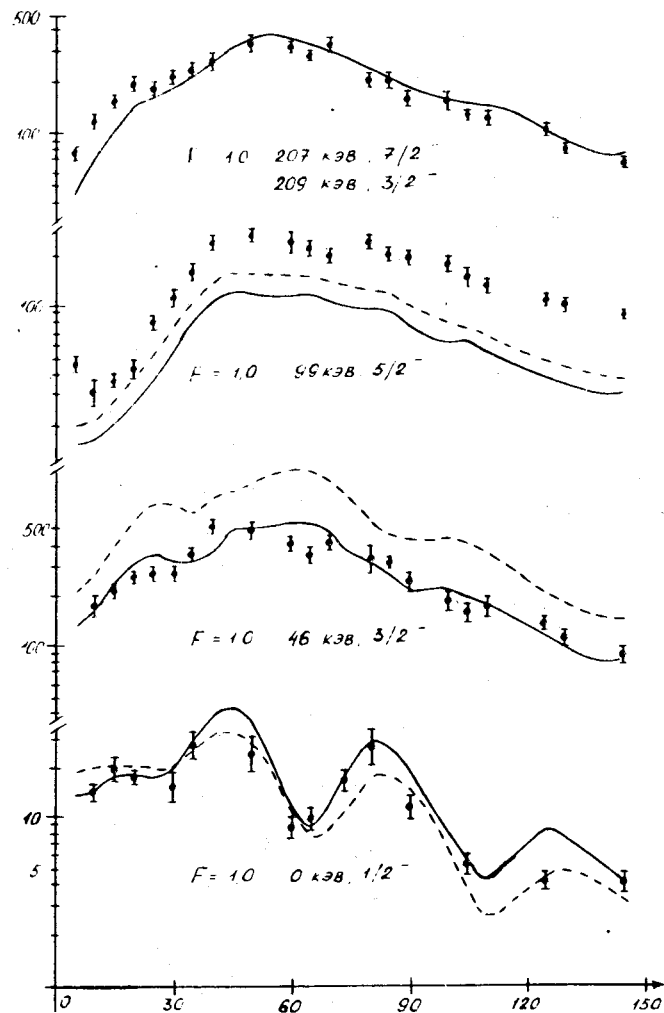


Рис. 2. Сравнение теоретических сечений с экспериментальными данными из работы /9/ для реакции $W^{182}(d,p)W^{183}$. Сплошная кривая - сечение, вычисленное при $\beta_{40} = -0,16$; пунктирная - сечение при $\beta_{40} = -0,03$. Величина F соответствует отношению абсолютных величин теоретического сечения к экспериментальному.

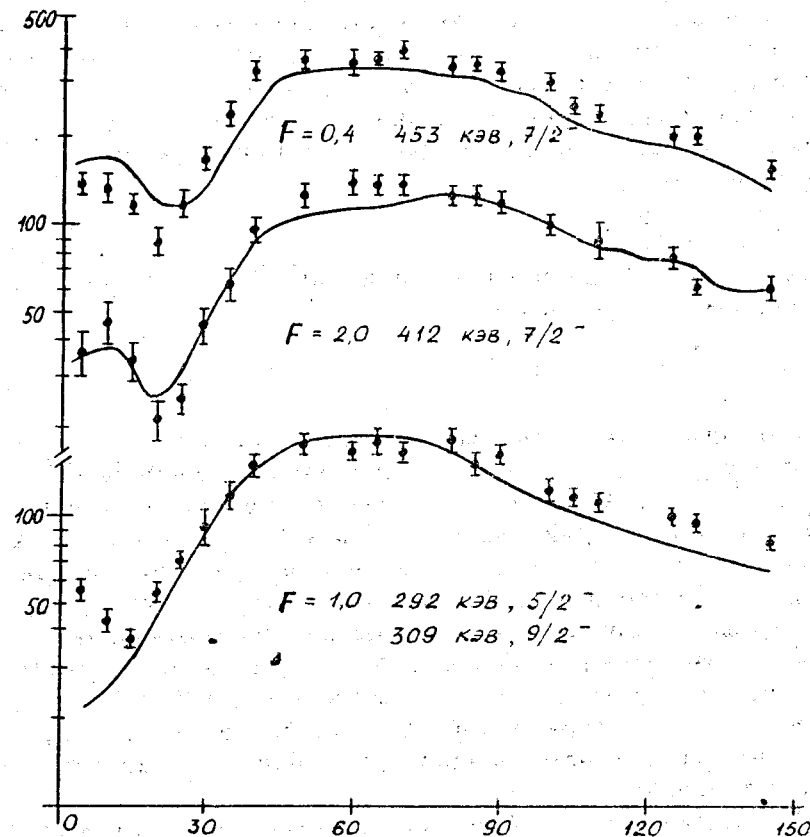


Рис. 3. Сравнение теоретических сечений с экспериментальными данными из работы /9/ для реакции $W^{182}(d,p)W^{183}$.

Понятие спектроскопического фактора в методе DWBA имеет некоторый физический смысл, а именно, он характеризует вклад одночастичного сферического состояния в данный энергетический уровень. Для метода связанных каналов подобная интерпретация теряет силу. Однако, как было показано выше, вклад сферического состояния в данный энергетический уровень в нашем случае определяется интегралом от квадрата волновой функции $R_{\ell j}(r)$ для данного (ℓj) :

$$N_{\ell j}^2 = \int R_{\ell j}^2(r) dr.$$

Имеет смысл сравнивать величину $N_{\ell j}^2$ со средним значением сечения реакции:

$$\sigma_{\ell j} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\sigma_{\ell j}}{d\Omega}(\theta) d\theta.$$

/Необходимо заметить, что это сравнение носит качественный характер/. В табл. 4 приведены величины $N_{\ell j}^2$, $\sigma_{\ell j}$, $\sigma_{\ell j}^{\text{теор}}$ - средние значения теоретического и экспериментального сечений для $W^{182}(d,p)W^{183}$. Из таблицы видно, что соответствие между $N_{\ell j}^2$ и $\sigma_{\ell j}$ действительно имеет место и, видимо, не является случайным. Существующее соответствие указывает на доминирующую роль соотношения компонент $N_{\ell j}^2$, значения которых зависят от характера остаточных взаимодействий между нуклонами над сферической оболочкой, а значит, от природы выбранной нами модели /в данном случае модели деформированного ядра/.

В заключение необходимо подчеркнуть, что метод связанных каналов /ССВА/ по сравнению с методом искаженных волн (DWBA) позволяет гораздо шире исследовать физику процесса реакции передачи /учет промежуточных процессов возбуждения, связи каналов реакции и т.д. /3/. Таким образом, привлечение новых методов решения нелинейных задач позволяет не только уточнить уже известные результаты, но также дает возможность глубже и шире исследовать то или иное физическое явление.

Таблица 4

Сравнение величин $N_{\ell j}^2$ и $\sigma_{\ell j}^{\text{теор}}$ и $\sigma_{\ell j}^{\text{эксп}}$ для реакций $W^{182}(d,p)W^{183}$

E_x	ℓj	Эксперимент $\sigma_{\ell j}^{\text{эксп}}$	Теория $\sigma_{\ell j}^{\text{теор}}$	$N_{\ell j}^2$
0	I 1/2	21,51	25,36	0,00340
46,48	I/ 3/2	450,32	520,05	0,40157
99,07	3 5/2	210,17	189,53	0,29152
207	3 7/2	.	129,8	0,15302
308	5 9/2	.	8,92	0,11941
477	5 11/2	.	11,1	0,14369

Автор признателен профессору В.Г.Соловьеву и Л.А.Малову за внимание к работе и полезные обсуждения. Автор также благодарен Ф.А.Гарееву и И.В.Пузынину за постоянную поддержку и помощь в работе.

Литература

1. Е.П.Жидков, Г.И.Макаренко, И.В.Пузынин. ЭЧАЯ, 4, 1, 127 /1973/.
2. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. ЯФ, 988, 3, 1966.
3. Е.Банг, В.Е.Бунаков, Ф.А.Гареев, Г.Шульц. ЭЧАЯ, 5, 2, 263 /1974/.
4. Ф.А.Гареев, Т.П.Пузынина, И.В.Пузынин, Р.М.Ямалеев. Препринт ОИЯИ, 11-8081, Дубна, 1974.
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 2, 357 /1973/.
6. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl. Phys., A171, 134-164 (1971).
7. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, P4-7046, Дубна, 1973.
8. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, E4-8558, Дубна, 1975.
9. P.Kleinheinz, R.Casten, B.Nilsson. Nucl.Phys., A203, 539 (1973).
10. R.H.Siemssen, J.R.Erskine. Phys.Rev., 146, 911 (1966).
11. R.H.Siemssen, J.R.Erskine. Phys.Lett., 19, 90 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1975 года.