

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ДЕЙТРОНА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ О СЕЧЕНИЯХ И АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ РЕАКЦИИ $A(d, p)$

Л.Пенчев, И.М.Ситник, Е.А.Строковский

Выполнен совместный анализ данных по сечениям и тензорной анализирующей способности реакций фрагментации дейтрона и упругого  $dp$ -рассеяния назад. В рамках импульсного приближения получено два вида параметризации, для  $s$ - и  $d$ -волн в дейтроне, на основании которых делаются предсказания о поведении коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону-наблюдателю в реакции  $d \rightarrow p$  фрагментации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

## Phenomenological Parametrization of the Deuteron Wave Function Based on Experimental Data of Cross Sections and Tensor Analyzing Power of the $A(d,p)$ Reaction

L.Penchev, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky

An analysis of experimental data both on the cross sections and tensor analyzing power of the reactions of deuteron fragmentation and elastic  $dp$  backward scattering has been performed. Two types of parametrization of the deuteron  $s$ - and  $d$ -waves have been obtained in the framework of the impulse approximation. The polarization-transfer coefficient in the  $d \rightarrow p$  fragmentation reaction has been predicted.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

В работах <sup>1/</sup> получены данные по сечению фрагментации дейтрона  $A(d, p)$  в широком интервале импульсов протона-наблюдателя при импульсе дейтрона 9 ГэВ/с. Если рассматривать эту реакцию в рамках импульсного приближения (ИП), где дейтрон фигурирует как  $pp$ -система, то сравнение с расчетами с использованием реалистических  $NN$ -потенциалов дает указание на наличие в дейтроне ненуклонных степеней свободы. Импульсное распределение нуклонов в дейтроне (ИРНД) <sup>2/</sup>, извлеченное из данных <sup>1/</sup>, хорошо совпадает с ИРНД, извлеченными из данных  $d(e, e')$  <sup>3/</sup>, и хорошо описывает энергетическую зависимость

сечений упругого  $d\sigma$ -рассеяния назад в предположении, что в этом процессе доминирует механизм однонуклонного обмена <sup>4/</sup>. Существуют альтернативные объяснения эффекта, наблюдаемого в упомянутых реакциях, сводящиеся к тому, что дейтрон можно по-прежнему считать системой, где доминирует NN-состояние, а эффекты взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) достаточно велики для того, чтобы объяснить разницу между наблюдаемыми сечениями и расчетами, сделанными в импульсном приближении.

Измерение поляризационных характеристик процесса  $A(d\uparrow, p)$  поможет, в принципе, продвинуться в понимании механизма рассматриваемой реакции (доминирует механизм ИП или нет). Если механизм ИП доминирует, возможно восстановление отдельно  $s$ - и  $d$ - волн волновой функции дейтрона.

При вылете протона-наблюдателя в направлении падающего на мишень дейтрона возможны два вида поляризационных экспериментов:

1) измерение отношений выхода протонов в зависимости от величины тензорной поляризации пучка дейтронов,

2) измерение отношения поляризации протона-наблюдателя (повторное рассеяние) к векторной поляризации дейтрона.

Анализирующая способность реакции ( $T_{20}$ ) на тензорно-поляризованном пучке (для случая, когда ось квантования перпендикулярна импульсу) связывается с сечениями следующим соотношением:

$$\frac{\sigma(\pm)}{\sigma(0)} = 1 - \frac{1}{2} \rho_{20}(\pm) T_{20} \quad (1)$$

$T_{20}$  выражается через  $s$ - и  $d$ -компоненты волновой функции дейтрона ( $u, w$ ) в рамках ИП формулой:

$$T_{20} = \frac{w}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{2}u - w}{u^2 + w^2} \quad (2)$$

Этой же формулой выражается анализирующая способность реакции упругого  $d\sigma$ -рассеяния назад <sup>5/</sup>.

Коэффициент передачи поляризации от дейтрона к протону определяется как  $\kappa = P_p/P_d$ , где  $P_d$  и  $P_p$  — степени поляризации дейтрона и протона:

$$P_d = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_- + n_0}, \quad P_p = \frac{n_+^p - n_-^p}{n_+^p + n_-^p} \quad (3)$$

Коэффициент  $\kappa$  выражается через  $s$ - и  $d$ -компоненты волновой функции дейтрона в рамках ИП формулой (для чисто векторной поляризации пучка):

$$\kappa = \frac{u^2 - w^2 - \frac{uw}{\sqrt{2}}}{u^2 + w^2} . \quad (4)$$

Отметим, что соотношения (2), (4) могут быть представлены как функции одной переменной  $x = w/u$ :

$$T_{20} = \frac{x(2\sqrt{2} - x)}{\sqrt{2}(1 + x^2)}, \quad \kappa = \frac{1 - x^2 - x/\sqrt{2}}{1 + x^2} . \quad (5,6)$$

Данные измерений величины  $T_{20}$ <sup>/6/</sup>, как и сечения<sup>/1/</sup>, плохо согласуются с предсказаниями (в рамках ИП), основанными на использовании популярных волновых функций с реалистическим NN-потенциалом (Reid, Paris и т.д.).

Методом подгонки, в предположении, что доминирует механизм ИП, найдена параметризация  $s$ - и  $d$ -волн ("Дубна-1"), дающая хорошее согласие с наборами данных по сечениям и анализирующей способности  $T_{20}$  (рис.1):

$$\frac{u(k)}{k} = \sum a_i \exp(-a_i k^2), \quad (7)$$

$$\frac{w(k)}{k} = k^2 \sum b_i \exp(-\beta_i k^2), \quad (8)$$

при нормировке

$$\int (u^2(k) + w^2(k)) dk = 1 .$$

Значения коэффициентов приведены в табл.1. Ряды вида (7), (8) широко используются при параметризации компонент ВФД; они удобны для перехода из импульсного в координатное пространство и наоборот.

Эта параметризация хорошо описывает данные по  $T_{20}$ , полученные в Сакле<sup>/7/</sup> в экспериментах  $N(d, p)$  и  $^{12}C(d, p)$  для импульсов дейтрона 2,5 и 3,5 ГэВ/с, а также результаты измерений  $T_{20}$  в реакции упругого  $dp$ -рассеяния назад<sup>/8/</sup>. Замена переменных для данных<sup>/8/</sup> на рис.1 осуществлена по формулам<sup>/4/</sup>.

В работе<sup>/9/</sup> делается попытка показать, что данные по  $T_{20}$  можно объяснить с помощью поправок на ВКС, используя при

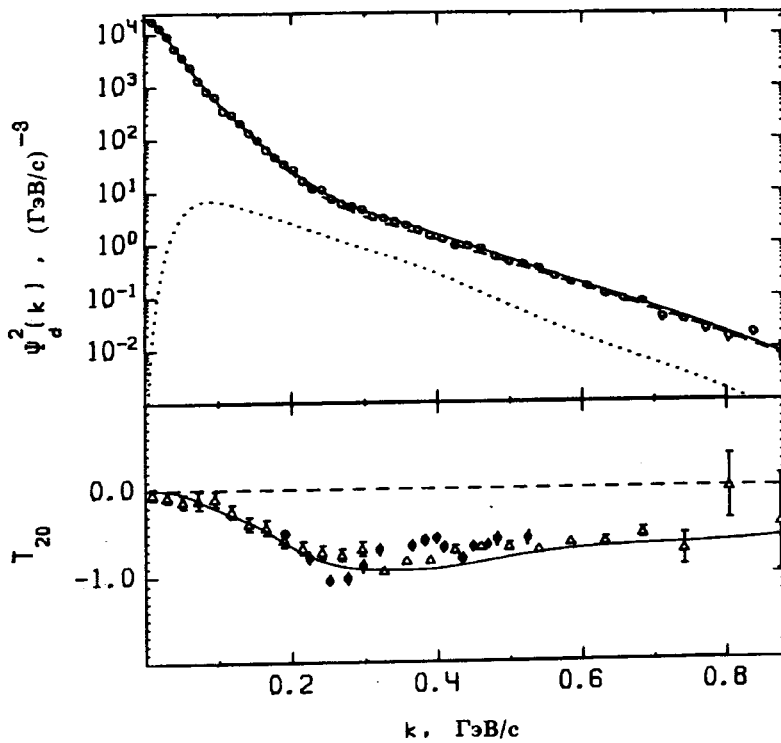


Рис.1. Распределение нуклонов в дейтроне  $\Psi^2(k)^{1/}$  и  $T_{20}(k)$  ( $\Delta$  — данные/6/,  $\bullet$  — из данных/8/) в зависимости от "внутреннего импульса". Сплошные кривые —  $\Psi^2(k)$  и  $T_{20}(k)$  для параметризации "Дубна-1". Штриховая и точечные кривые — квадраты s- и d-волн соответственно.

Таблица 1

i	"Дубна-1"				"Дубна-2"			
	a	a	b	$\beta$	a	a	b	$\beta$
1	1,152	3,451	-2,060	5,500	-0,216	4,000	-6,740	5,165
2	2,273	10,99	-36,23	17,17	8,011	25,00	-56,03	15,77
3	30,13	65,09	-218,9	61,14	34,37	88,63	-76,31	50,07
4	65,64	315,1	-814,9	205,0	71,02	370,6	-218,2	52,59
5	39,80	1221			31,93	1277	-1130	205,7

этом популярные волновые функции дейтрона. В этом подходе удалось удовлетворительно описать поведение  $T_{20}$  только для значений внутреннего импульса  $k < 0,4$  ГэВ/с. Кроме того, поправки рассчитаны для импульса дейтрона 9 ГэВ/с, и не показано, что для энергий ускорителя в Сакле они не изменяются. Отметим еще попытку описать обсуждаемые данные в работе <sup>10/</sup>.

Если исходить из того, что расчет <sup>9/</sup> правильный, можно попытаться построить ВФД таким образом, чтобы для  $k < 0,4$  ГэВ/с она совпадала со стандартными волновыми функциями, а при больших значениях  $k$  (когда поправки вымирают <sup>9/</sup>) согласовывалась бы с имеющимися данными в рамках ИП. Этот вариант ВФД ("Дубна-2") показан на рис.2, коэффициенты рядов (7), (8) даны в табл.1.

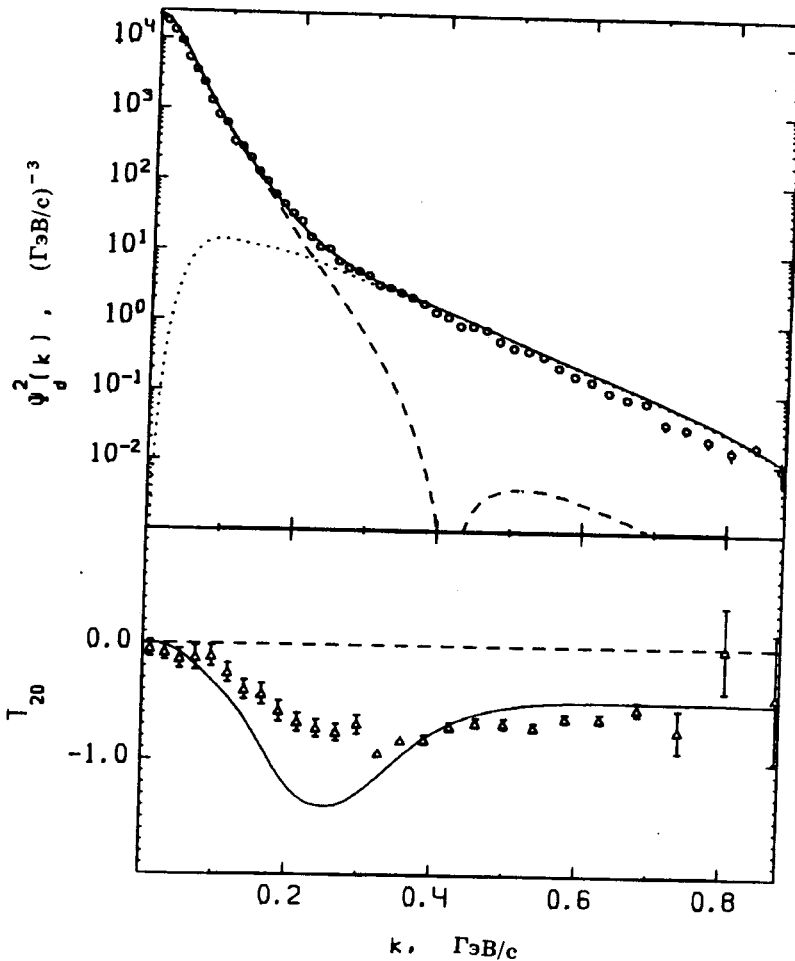


Рис.2. То же, что на рис.1, для параметризации "Дубна-2".

	Вероятность d-волны, %	Среднекв. радиус, фм	Квадруп. момент, фм <sup>2</sup>
RSC (Reid)*	6,47	1,957	0,279
Paris*	5,77	1,971	0,279
"Дубна-1"	2,96	1,865	0,241
"Дубна-2"	11,73	1,945	0,293
эксперимент*	3,9	1,956	0,286

\* Взято из работы<sup>/14/</sup>.

Статические характеристики дейтрона, рассчитанные на основе параметризаций "Дубна-1" и "Дубна-2", приведены в табл.2. Вероятность d-волны ( $P_d$ ) извлечена из экспериментальных данных по формуле:

$$\mu_d = (\mu_p + \mu_n) \left(1 - \frac{3}{2} P_d\right) + \frac{3}{4} P_d, \quad (9)$$

где  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_d$  — магнитные моменты соответственно протона, нейтрона и дейтрона.

Главная особенность параметризации "Дубна-1" состоит в том, что s-волна, в отличие от s-волн большинства реалистических волновых функций, не пересекает нуль. Этот результат устойчивый и связан с тем, что значения  $T_{20}$  не достигают величины  $-\sqrt{2}$ , что должно случиться при импульсе  $k < k_0$  (где  $w(k) = -\sqrt{2} u(k)$ ), если s-волна пересекает нуль в точке  $k_0$  (это нетрудно увидеть, анализируя на экстремумы формулу (5)).

В работе<sup>/11/</sup> приводится набор из 28 волновых функций дейтрона, удовлетворяющих надежно установленным статическим характеристикам дейтрона. Эти функции отличаются поведением s- и d-волн при средних и малых расстояниях и рассчитаны для интегральных вкладов d-волны 4%, 6% и 8%. Для трех из этих волновых функций ( $I \psi_{LS}^{4A}$ ,  $I \psi_{LS}^{8A}$  и  $II \psi_{LS}^{8A}$ ) поведение s-волны такое же, как и в параметризации "Дубна-1", однако из-за большего вклада d-волны для них достигается условие  $w(k) = -\sqrt{2} u(k)$ , где согласно (5)  $T_{20} = -\sqrt{2}$ . Интересно отметить, что, согласно<sup>/12/</sup>, такому поведению волновых функций  $I \psi_{LS}^{4A}$ ,  $I \psi_{LS}^{8A}$  и  $II \psi_{LS}^{8A}$  соответствует притягивающий на малых расстояниях ( $r < 1$  фм) центральный NN-потенциал.

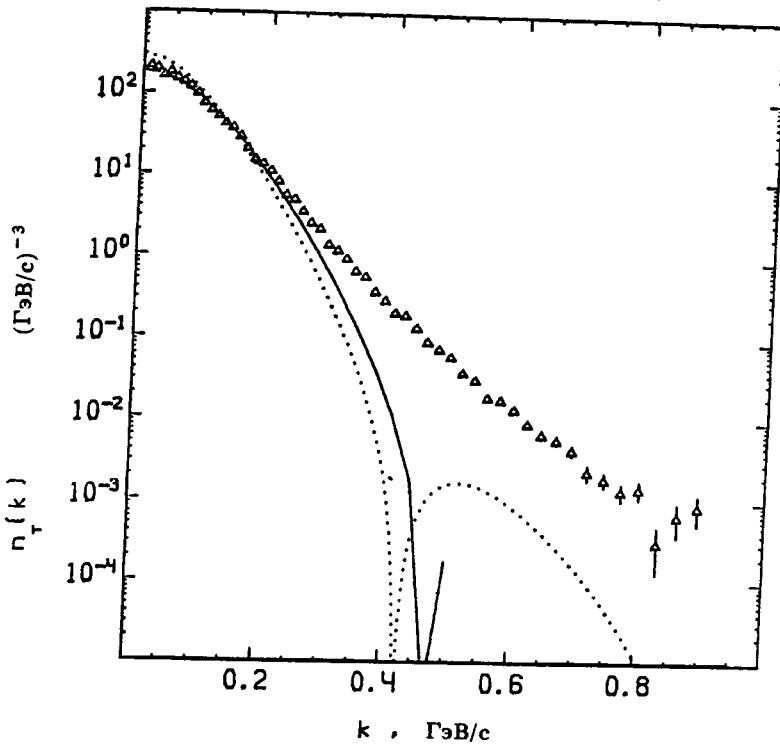


Рис.3. Импульсное распределение тритонов в  ${}^4\text{He}$  из реакции  ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, t)$ ; сплошная кривая — расчет  ${}^{15}/\text{с}$  использованием Urbana-потенциала, точечная кривая — расчет  ${}^{16}/\text{с}$  RSC-потенциалом.

Отметим также, что полученное в рамках ИП импульсное распределение тритона в  ${}^4\text{He}$  из реакции  ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, t)$   ${}^{13}/$  не имеет минимума, предсказанного расчетами с использованием популярных NN-потенциалов. Эта реакция интересна тем, что состояние  $(t+p)$  ядра  ${}^4\text{He}$  описывается только s-волной. Для объяснения показанного на рис.3 расхождения между предсказаниями и экспериментом может быть выдвинуто несколько соображений. Вполне конкурентоспособным среди них был бы расчет с использованием волновой функции типа "Дубна-1".

В параметризации "Дубна-2", как видно из рис.2, после пересечения s-волной нуля доминирует d-волна. Этот результат также устойчивый. В то же время положение минимума  $T_{20}$  весьма чувствительно к незначительному изменению двух членов в формуле (7) с наименьшими показателями в экспоненте.

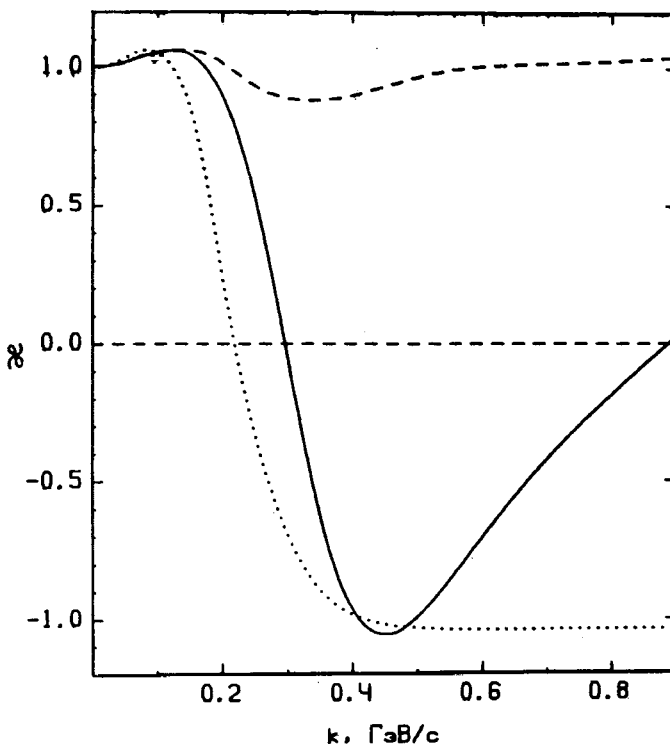


Рис.4. Зависимость коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону в рамках импульсного приближения для парижского потенциала (сплошная кривая), параметризации "Дубна-1" (штриховая кривая) и "Дубна-2" (точечная кривая).

Измерение коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону было бы хорошим тестом для моделей, претендующих на объяснение эффектов, наблюдаемых в экспериментах по сечениям и тензорной анализирующей способности процесса фрагментации дейтрона. В тех областях по  $k$ , где механизм ИП доминирует, все три типа экспериментов (сечение,  $T_{20}$  и  $\kappa$ ) должны давать согласованные результаты. Расчет в рамках ИП для  $\kappa$  на основе стандартной волновой функции, а также приведенных здесь параметризаций, показан на рис.4. Следует заметить, что до конца последовательной является кривая для параметризации "Дубна-1" (всюду импульсное приближение). Если механизм поправок на ВКС существенен, то параметризация "Дубна-1" не имеет права на жизнь, а кривые, полученные на основе стандартной волновой функции и параметризации "Дубна-2", должны быть как-то моди-



фицированы. Такая модификация может сместить точку, в которой кривые пересекают нуль, но вряд ли отменит сам факт такого пересечения. Для кривой с использованием параметризации "Дубна-2" точка пересечения нуля может быть легко смещена также путем незначительной вариации членов ряда (7), о которых говорилось выше (пересечение нуля для  $\kappa$  и минимум в  $T_{20}$  достигаются при одном и том же значении аргумента). Близость  $\kappa$  к значению  $-1$  при значениях  $k > 0,4$  ГэВ/с для параметризации "Дубна-2" является устойчивым результатом (поправки на ВКС вымирают), отражающим факт доминирования  $d$ -волны в этой области.

В заключение мы хотели бы поблагодарить своих коллег, совместно с которыми нами были получены данные, стимулировавшие эту статью, В.Г.Аблеева, Л.Визиреву, С.В.Джмухадзе, С.А.Запорожца, А.П.Кобушкина, Б.Кюна, Б.Науманн, Л.Науманна, В.Нойберга, А.А.Номофилова, Н.М.Пискунова, Л.Н.Струнова, В.И.Шарова. Мы благодарим также В.А.Карманова, Г.И.Лыкасова, М.П.Рекало за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ableev V.G. et al. — Nucl.Phys., 1983, A393, p.491; A411, p.541(E); Запорожец С.А. и др. — В сб.: Труды VIII Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, т.1, с.341; Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Малочастичные и кварк-адронные системы, ОИЯИ, Д4-87-692, Дубна, 1987, с.140.
2. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с.196.
3. Bosted P. et al. — Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1380.
4. Kobushkin A.P. — J.Phys.G: Nucl.Phys., 1986, 12, p.487.
5. Vasan S.S. — Phys.Rev., 1973, D8, p.4092; Карманов В.А. — ЯФ, 1981, 34, с.1020.
6. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, с.558; Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4 (43) -90, Дубна, 1990, с.5.
7. Perdrisat C.F. et al. — Phys.Rev.Lett., 1987, 59, p.2840.
8. Arvieux J. et al. — Nucl.Phys., 1984, A431, p.613.
9. Dolidze M.G., Lykasov G.I. — Preprint JINR E2-89-666, Dubna, 1989.
10. Браун М.А., Токарев М.В. — В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1986, с.31.

11. Čertov A., Mathelitsch L., Moravcsik M.J. — Phys.Rev., 1987, C36, p.2040.
12. Oteo J.A. — Contributed Papers from 12-th International Conference on Few Body Problems in Physics, Vancouver, Canada, July 2-8, 1989, TRI-89-2, 1989, G11.
13. Ableev V.G. et al. Preprint JINR E1-89-341, Dubna, 1989.
14. Krasnopolsky V.M. et al. — Phys.Lett., 1985, B165, p.7.
15. Schiavilla R., Pandharipande V.R., Wiringa R.B. — Nucl.Phys., 1986, A449, p.219.
16. Morita H., Akaishi Y., Tanaka H. — Prog.Theor.Phys., 1988, 79, p.863.

Рукопись поступила 14 июня 1990 года.