

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



C 3462g  
Г-611

P2 - 7293

Б.М.Головин, И.К.Кульджанов, Г.И.Лыкасов,  
Ф.Ш.Хамраев

4043/2-73

ВКЛАД D -СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА  
В РЕАКЦИИ  $pd \rightarrow ppn$   
ПРИ  $T_p = 600$  МЭВ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Вклад  $D$ -состояния дейтрона в реакции  $pd \rightarrow ppp$   
при  $T_p = 600$  Мэв

Показано, что учет  $D$ -состояния дейтрона в реакции  $pd \rightarrow ppp$  при  $T_p = 600$  Мэв сильно меняет количественные соотношения между вкладами однократного и двукратного рассеяний в амплитуду рассматриваемого процесса. Однако вывод о необходимости учета эффектов перерассеяния в реакции  $pd \rightarrow ppp$  остается справедливым и при учете  $D$ -волновой части функции дейтрона. Поляризованные параметры значительно меняют свою величину (даже меняют знак) при этом.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1973

Golovin B.M., Kuldzhanov I.K.,  
Lykasov G.I., Khamraev F.Sh.

P2 - 7293

Contribution of the Deuteron  $D$ -State  
in the  $pd \rightarrow ppp$  Reaction: at  $T_p = 600$  MeV

It is shown that taking into account of the deuteron  $D$ -state in the  $pd \rightarrow ppp$  reaction at  $T_p = 600$  MeV strongly changes the quantitative ratio between the single and double scattering contributions to the amplitude of the process considered. However, the conclusion about necessity of taking into account the rescattering effects in the  $pd \rightarrow ppp$  reaction is valid also when considering the  $D$ -wave part of the deuteron function. In this case the polarization parameters change considerably their values (even their sign).

P2 - 7293

Б.М.Головин, И.К.Кульджанов, Г.И.Лыкасов,  
Ф.Ш.Хамраев

ВКЛАД  $D$ -СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА  
В РЕАКЦИИ  $pd \rightarrow ppp$   
ПРИ  $T_p = 600$  МЭВ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В предыдущих работах /1,2/ реакция  $pd \rightarrow ppp$  при  $T_p = 600$  Мэв анализировалась с учетом эффектов перерассеяния налетающей частицы на нуклонах дейтрона и спиновой структуры амплитуд  $NN$ -взаимодействия, но в пренебрежении примесью  $D$ -состояния дейтрона. При этом было показано, что в кинематической области, далекой от квазиупругого  $N-N$ -рассеяния, эффекты перерассеяния дают преобладающий вклад в амплитуду рассматриваемого процесса.

Из результатов работы /1/ можно заключить, что основной вклад в двукратное рассеяние вносят состояния дейтрона, соответствующие малым расстояниям между образующими его нуклонами. В этих случаях волновая функция  $D$ -состояния дейтрона  $\Phi_0^D$  мала по сравнению с функцией его  $S$ -состояния  $\Phi_0^S$ . Поэтому можно ожидать, что учет  $D$ -волны мало повлияет на эффекты перерассеяния, найденные при пренебрежении ее вкладом. Наоборот, процессы однократного рассеяния могут быть заметно изменены включением  $D$ -волны, особенно при больших импульсах рассеянных частиц, т.к.  $\Phi_0^D(k) > \Phi_0^S(k)$  при  $\geq 0,3$  Гэв/с<sup>1/2</sup>. Поэтому изучение чувствительности результатов расчета реакции  $pd \rightarrow ppp$  к вкладу  $D$ -состояния дейтрона представляет значительный интерес.

Волновую функцию дейтрона запишем в виде

$$\Phi_0(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{r} \{ u(\vec{r}) + \frac{1}{\sqrt{8}} S_{12} w(\vec{r}) \} \chi_1, \quad /1/$$

где:  $u(\vec{r}), w(\vec{r})$  - радиальные волновые функции  $S, D$ -состояний;  $\chi_1$  - триплетная спиновая функция,

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r}_0)(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}_0) - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2),$$

$\vec{\sigma}_i$  - матрицы Паули для протона ( $i=1$ ) и нейтрона ( $i=2$ ),  
 $\vec{r}_0$  - единичный радиус-вектор нуклона в системе, связанной с ц.м. дейтрона.

Функции  $u(r)$  и  $w(r)$  нормированы согласно условию  
 $\int [u^2(\vec{r}) + w^2(\vec{r})] d\vec{r} = 1$ .

Полученные в /1/ формулы для вычисления сечений рассматриваемой реакции при учете  $D$ -волны сохраняют прежнюю структуру, но фурье-образы волновой функции  $S$ -состояния дейтрона заменятся выражениями типа

$$\Phi_0^S(\vec{p}) + \frac{1}{\sqrt{8}} [3(\vec{\sigma}_1 \vec{p}^0)(\vec{\sigma}_2 \vec{p}^0) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)] \Phi_0^D(\vec{p}), \quad /2/$$

где  $\Phi_0^S(\vec{p})$ ,  $\Phi_0^D(\vec{p})$  - фурье-образы от  $S$ - и  $D$ -волновых частей функции дейтрона,

$$\vec{p}^0 = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|},$$

а интеграл /3/ работы /1/

$$\int \frac{d^3 \vec{k} \Phi_0(\vec{k})}{\lambda - \vec{v} \cdot \vec{k} + i\epsilon},$$

входящий в описание двукратного рассеяния, должен быть записан в виде

$$-\frac{i(2\pi)^{3/2}}{|\vec{v}|} \left\{ \int_0^\infty \frac{u(r)}{r} e^{i\vec{a}r} dr + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{8}} [3(\vec{\sigma}_1 \vec{v}_0)(\vec{\sigma}_2 \vec{v}_0) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)] \int_0^\infty \frac{w(r)}{r} e^{i\vec{a}r} dr \right\}. \quad /3/$$

Здесь  $\vec{v}_0 = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$ ; остальные обозначения совпадают с использованными в работе /1/.

Вывод выражения /3/ приведен в приложении 1.

Численные расчеты дифференциальных сечений в условиях симметричной кинематики спектров протонов и некоторых поляризационных эффектов исследуемой реакции проводились при использовании волновой функции Мак Ги /4,5/, количественно мало отличающейся от функции Хамады-Джонстона, хорошо описывающей данные об упругом  $e-d$ -рассеянии /6/ и аналитически заданной в виде, удобном для вычислений. Вклад  $D$ -волны

$$P_D = \int w^2(\vec{r}) d\vec{r}$$

принимался равным 7% /4,5/.

Явный вид выражений /2/, /3/ при использовании функции Мак Ги приведен в приложении 2.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что абсолютная величина сечений, обусловленных двукратным рассеянием, во всем исследованном интервале углов ( $28^\circ < \theta_1 = \theta_2 < 56^\circ$ ) практически не изменяется при включении в рассмотрение  $D$ -состояния дейтрона. Напротив, угловая зависимость относительных вкладов одно-, двукратного рассеяний и интерференции между ними заметно изменяется. Как видно из рис. 1, при больших углах вылета протонов относительный вклад однократного рассеяния при учете  $D$ -волны возрастает примерно в 10 раз, а относительный вклад двукратного рассеяния примерно в 2 раза уменьшается.

Сравнение рассчитанных сечений  $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$  с измеренными /7/ иллюстрируется рис. 2. Видно, что несмотря на значительное увеличение роли однократного рассеяния за счет вклада  $D$ -состояния дейтрона, использование простого импульсного приближения не позволяет достичь удовлетворительного согласия с экспериментом. Из рис. 1,2 следует, что при больших углах ( $\theta > 52^\circ$ ) вклад двукратного рассеяния в формировании дифференциальных сечений рассматриваемой реакции остается определяющим и при учете  $D$ -волны в основном состоянии дейтрона.

Форма энергетических спектров протонов при учете  $D$ -волны во всей исследованной области углов не испытывает качественных изменений. В области больших углов рассеяния по-прежнему выделяются области /2/ с преимущественным вкладом одно- или двукратного рассеяний /рис. 3/, но пики однократного рассеяния имеют теперь относительно большую величину.

Анализ полученных нами результатов показывает, что все рассчитанные поляризационные параметры  $/P_0, D_{nn}, C_{nn}, K_{nn}/$  в условиях симметричной кинематики ( $\theta_1 = \theta_2; T_1 = T_2$ ) чувствительны к вкладу  $D$ -состояния

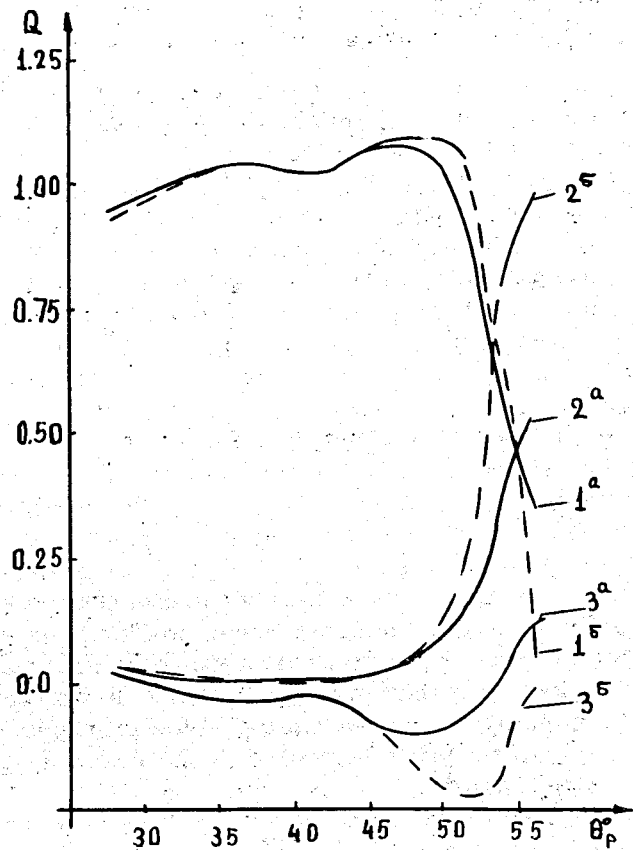


Рис. 1. Относительный вклад  $(Q = \sigma_i / \theta) / \sigma(\theta)$  в расчетное сечение  $(\sigma / \theta)$  однократного /кривые  $i = 1a, 1b$ /, двойного рассеяния / $i = 2a, 2b$ / и интерференции между ними / $i = 3a, 3b$ /. Кривые "а" /сплошные/ получены с учетом  $S$ - и  $D$ -состояний дейтрона, кривые "б" /пунктир/ с учетом только  $S$ -состояния дейтрона.

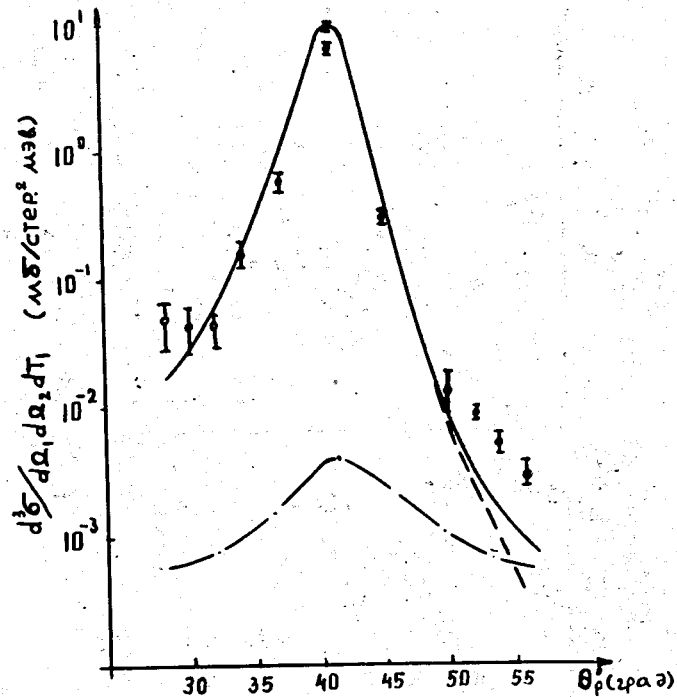


Рис. 2. Дифференциальные сечения  $(d\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1)$  при симметричной кинематике.  $\dagger$  - экспериментальные данные [7]; --- - вычислено с учетом только однократного рассеяния; -.-.- - вычислено с учетом только двойного рассеяния; — — — - учтены амплитуды одно- и двукратного рассеяний. Все вычисления выполнены с учетом  $S$ - и  $D$ -состояний дейтрона.

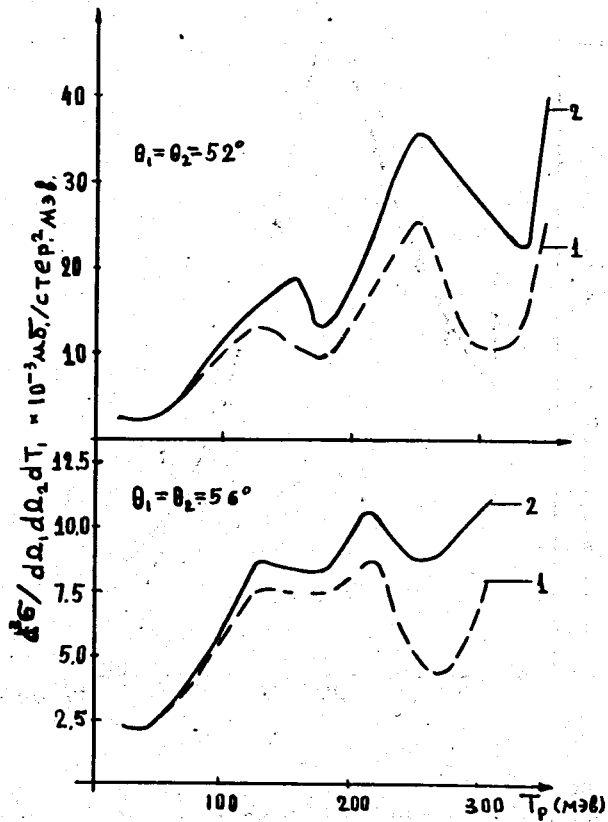


Рис. 3. Энергетические спектры протонов. 1 - учтено S-состояние дейтрона; 2 - учтены S- и D-состояния дейтрона.

дейтрона. Это иллюстрируется рис. 4, откуда видно, что при больших углах  $\theta$  изменение величины  $P_D$  от 0 до 7% приводит к значительному изменению величины или даже изменению знака поляризационных параметров.

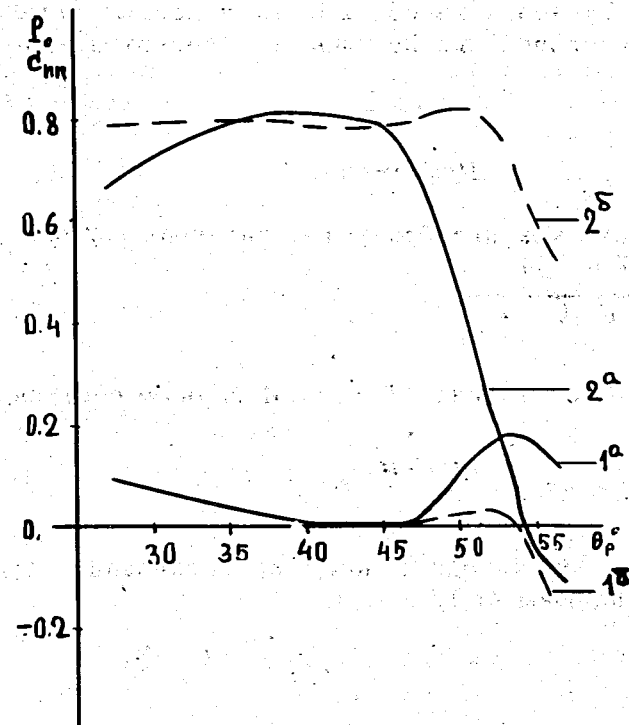


Рис. 4. Угловая зависимость поляризационных параметров  $P_0$  и  $C_{nn}$  /симметричная кинематика/. 1 - поляризация ( $P_0$ ); 2 - корреляция поляризаций ( $C_{nn}$ ); а - учтено S-состояние дейтрона; б - учтены S, D-состояния дейтрона.

В заключение отметим, что сделанный ранее <sup>1,2/</sup> вывод о необходимости учета эффектов перерассеяния в реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $T_p = 600$  МэВ остается справедливым и при учете D-состояния дейтрона. Меняются только количественные соотношения между вкладами одно- и двукратного рассеяния в амплитуду рассматриваемого процесса.

Тот факт, что учет двукратного рассеяния и  $D$ -волны не привел к полному согласованию с экспериментом при больших  $\theta$ , возможно, свидетельствует о необходимости дальнейшего совершенствования используемой модели.

Авторы признательны Б.З.Копелювичу, Л.И.Лапидусу, А.В.Тарасову за обсуждения и ценные замечания и Л.А.Черкасовой за помощь при подготовке работы к печати.

### Приложение 1

Покажем, как преобразуется интеграл /3/ работы /1/

$$\int \frac{d^3 \vec{k} \Phi_0(\vec{k})}{\lambda - \vec{v} \cdot \vec{k} + i\epsilon} \quad /1.1/$$

при учете  $D$ -состояния дейтрона. Используя соотношение:

$$\frac{1}{x + i\epsilon} = -i \int_0^{\infty} e^{i\alpha(x+i\epsilon)} d\alpha \quad /1.2/$$

и переходя к координатному представлению функции  $\Phi_0(\vec{k})$ , запишем /1.1/ в виде:

$$-i(2\lambda)^{3/2} \int_0^{\infty} d\alpha \int d^3 \vec{r} \delta^3(\vec{r} - \alpha \cdot \vec{v}) e^{i\alpha\lambda} \Phi_0(\vec{r}). \quad /1.3/$$

Подставляя в /1.3/ выражение /1/ для  $\Phi_0(\vec{r})$  и интегрируя по  $d^3 r$ , получаем:

$$-\frac{i(2\pi)^{3/2}}{|\vec{v}|} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{u(r)}{r} e^{iar} dr + \frac{1}{\sqrt{8}} \times \right. \\ \left. \times [3(\vec{\sigma}_1 \vec{v}_0)(\vec{\sigma}_2 \vec{v}_0) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)] \int_0^{\infty} \frac{w(r)}{r} e^{iar} dr \right\};$$

$$\vec{v} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}; \quad a = \frac{\lambda}{|\vec{v}|}.$$

Остальные обозначения совпадают с использованными в работе /1/.

### Приложение 2

В качестве волновых функций  $u(r)$ ,  $w(r)$ , как указывалось в тексте, брались функции Мак Ги /4,5/.

$$u(r) = N \sum_{i=1}^5 C_i e^{-\epsilon_i r},$$

$$w(r) = N \sum_{i=1}^6 C'_i e^{-\epsilon'_i r} \left\{ 1 + \frac{3}{\epsilon'_i r} + \frac{3}{(\epsilon'_i r)^2} \right\},$$

$$N = 0,8896 \text{ fm}^{-1/2}; \quad \rho = 0,0269.$$

Как указано в работе /5/, параметры этих функций должны быть такими, чтобы удовлетворялось граничное условие

$$u(r), w(r) \approx r^3 \quad \text{при } r \rightarrow 0.$$

Функции  $u(r)$ ,  $w(r)$  с параметрами, указанными в работе /4/, этому условию не удовлетворяют.

Ниже приводятся значения параметров, удовлетворяющих условиям

$$\sum_{i=1}^5 C_i \epsilon_i^n = 0; \quad n = 0, 1, 2,$$

$$\sum_{i=1}^6 C'_i \epsilon_i'^m = 0; \quad m = -2, 0, 2,$$

которые обеспечивают поведение волновых функций  $u$ ,  $w$  при малых  $r$  как  $r^3$  /5/.

$C_i$	$\epsilon_i$	$i$	$\epsilon'_i$	$C'_i$
1	1	1	1,0	1
-8,9651	19,643	2	4,833	-20,34
15,21532	17,331	3	10,447	-36,6
-6,61366	12,884	4	14,506	-122,56774
-0,63656	5,733	5	16,868	304,49326
		6	21,154	-125,98552

$$\alpha = 0,23168 \text{ fm}^{-1}$$

Для выбранной волновой функции Фурье-образы и интеграл /3/ запишутся в виде:

$$\Phi_0^S(p) = \sqrt{\frac{2}{\lambda}} N \sum_{i=1}^5 \frac{C_i}{p^2 + \epsilon_i^2},$$

$$\Phi_0^D(p) = \sqrt{\frac{2}{\lambda}} N p \sum_{i=1}^6 \frac{C'_i}{p^2 + \epsilon'_i{}^2},$$

$$\int_0^{\infty} \frac{u(r)}{r} e^{iar} dr = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \left[ i \sum_{i=1}^5 (C_i \operatorname{arctg} \frac{a}{\epsilon_i} - \frac{1}{2} C_i \ln \frac{\epsilon_i^2 + a^2}{a^2}) \right],$$

$$\int_0^{\infty} \frac{w(r)}{r} e^{iar} dr = \frac{1}{2} \frac{N p}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \sum_{i=1}^6 \frac{C'_i}{2\epsilon'_i{}^2} \times \right. \\ \times (3a^2 + \epsilon_i'^2) \ln \frac{a^2 + \epsilon_i'^2}{a^2} - i \sum_{i=1}^6 \frac{C'_i}{\epsilon_i'^2} \times \\ \left. \times [3a\epsilon_i' + (3p^2 + \epsilon_i'^2) \operatorname{arctg} \frac{a}{\epsilon_i'}] \right\}.$$

### Литература

1. Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова, А.В.Тарасов. ЯФ, 16, 1096/1972/.
2. Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова, Ф.Ш.Хамраев. Препринт ОИЯИ. P2-6858, Дубна, 1972.
3. Jon M. Wallace. Phys.Rev., 5C, 609 (1972).
4. K.H.Schmidt. Preprint DESY F23-70/1 (1970).
5. Jan J.McGee. Phys.Rev., 151, 772 (1966).
6. J.E.Elias et al. Phys.Rev., 177, 2075 (1969).
7. G.F.Perdrisat et al. Phys.Rev., 187, 1201 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июля 1973 года.