

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C 346.29
A-45

31/11-75
P1 - 8441

802/2-75

Б.С.Аладашвили, Б.Бадэлэж, В.В.Глаголев, П.Зелински,
Р.М.Лебедев, Г.И.Лыкасов, Я.Нассальски, М.С.Ниорадзе,
Г.Одынец, И.С.Саитов, А.Сандач, Т.Семярчук,
В.Н.Стрельцов, И.Стэпаняк

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СПЕКТРАТОРА
В РЕАКЦИИ $dp-ppn$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,3 ГЭВ/С

Сотрудничество Дубна - Варшава

1974

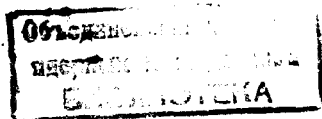
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 8441

Б.С.Аладашвили, Б.Бадэлэк, В.В.Глаголев, П.Зелински,
Р.М.Лебедев, Г.И.Лыкасов, Я.Нассальски, М.С.Ниорадзе,
Г.Одынец, И.С.Саитов, А.Сандач, Т.Семярчук,
В.Н.Стрельцов, И.Стэпаняк

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СПЕКТАТОРА
В РЕАКЦИИ $dp-ppn$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,3 ГЭВ/С

Сотрудничество Дубна - Варшава



Summary

In this paper we analyze the experimental nucleon-spectator polar angular distributions obtained in the simplest nuclear reaction $dp \rightarrow ppn$ at the momentum of incident deuterons $3.3 \text{ GeV}/c$ by means of the JINR 1 m liquid hydrogen bubble chamber. Technique peculiarities of the experiment and selection criteria of the reaction $dp \rightarrow ppn$ are given in ref. /8/.

To compare the experimental spectator angular distributions in antilab. system with theoretical calculations in a momentum approximation, one should take into account the following: If the momentum of recoil nucleon is of the same order of magnitude as that of spectator, there appears ambiguity in determining the spectator particle. That is why in the calculations, together with the conventional polar diagram (fig. 1a), one takes into account another one (fig. 1b) in which the spectator particle and the recoil nucleon are removed.

The interaction of two nucleons in the final state (fig. 5) is also taken into account for an effective radius approximation /14/. The wave function of the deuteron ground state is taken as an Mc Gee function /12/; the D-state contribution being neglected.

The calculations for various intervals of the spectator momentum and 4-momentum transfer are denoted by the curves in figs. 3 and 4, and their comparison with the experimental data is shown in Tables I and II.

Последовательное экспериментальное изучение механизма реакций выбивания при высоких энергиях лучше проводить на легких ядрах, так как в этом случае проще разделить различные состояния остаточного ядра. Для изучения механизма этих реакций требуются опыты, в условиях полной кинематики, когда определены импульсы всех вторичных частиц. Известна серия экспериментов с целью проверки ряда критериев применимости полюсного механизма /1/ для описания реакций выбивания в пучке π -мезонов на легких ядрах /2-5/. Но здесь имеются трудности, связанные с потерями медленных выбиваемых протонов /из-за поглощения в мишени/. События с выбиванием нейтрона вообще не идентифицируются. Не всегда удается надежно определить конечное состояние ядра, что не позволяет выделить определенный класс реакций. В этих работах было установлено, что при малых передаваемых импульсах остаточному ядру $q \lesssim q_0$, где q_0 - характерная величина, указывающая положение полюса, распределение по углу Треймана-Янга изотропно. Согласно /6/, авторы пришли к заключению о том, что реакции выбивания $A(\pi, \pi p)B$ могут быть описаны полюсной диаграммой /рис. 1a/. Было также показано, что распределения по полярному углу остаточных ядер хорошо описывались расчетами в полюсном приближении для $q \lesssim q_0$. Анализ распределений по разным кинематическим переменным дал возможность /7/ прийти к заключению, на основании которого наиболее чувствительными к полюсному механизму являются распределения, связанные с ядерной вершиной, а именно - распределения по углу Треймана-Янга и по полярному углу остаточного ядра.

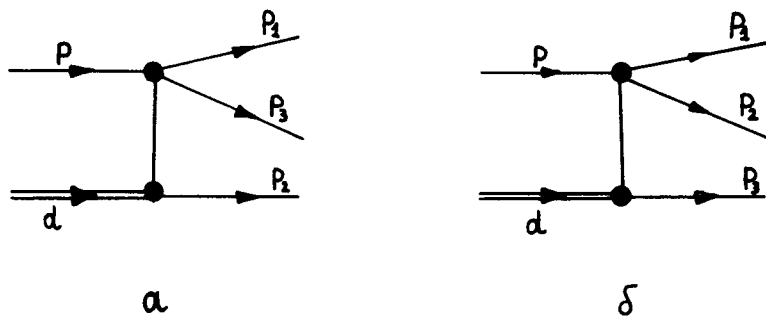


Рис. 1. Полюсные диаграммы /см. текст/.

В настоящей работе проводится теоретический анализ экспериментальных распределений по полярному углу ядра-остатка, полученных в простейшей ядерной реакции $dp \rightarrow ppp$ при импульсе падающих дейтронов $3,33 \text{ ГэВ/с}$ с помощью метровой жидководородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Методические особенности эксперимента и критерии выделения реакций $dp \rightarrow ppp$ даны в работе /8/.

Ядерные реакции с участием дейтронов характеризуются специфическими особенностями. Поскольку дейтрон является рыхлым ядром и обладает малой энергией связи, то уже при малых энергиях прямые процессы оказываются более вероятными, чем процессы, идущие с образованием составного ядра.

В реакции $dp \rightarrow ppp$ остаточным ядром является нуклон-спектатор, который выбирается как самая медленная частица в d -системе. Используемая нами методика, а именно - наличие дейтронного пучка - позволила получить более полную информацию об импульсном спектре спектатора. Это хорошо видно на рис. 2, где показано импульсное распределение спектаторных нуклонов из реакции $dp \rightarrow ppp$ в d -системе. Заштрихованная часть спектра ненаблюдаема в обычной постановке опыта с использованием дейтериевой камеры, когда спектатором является протон.

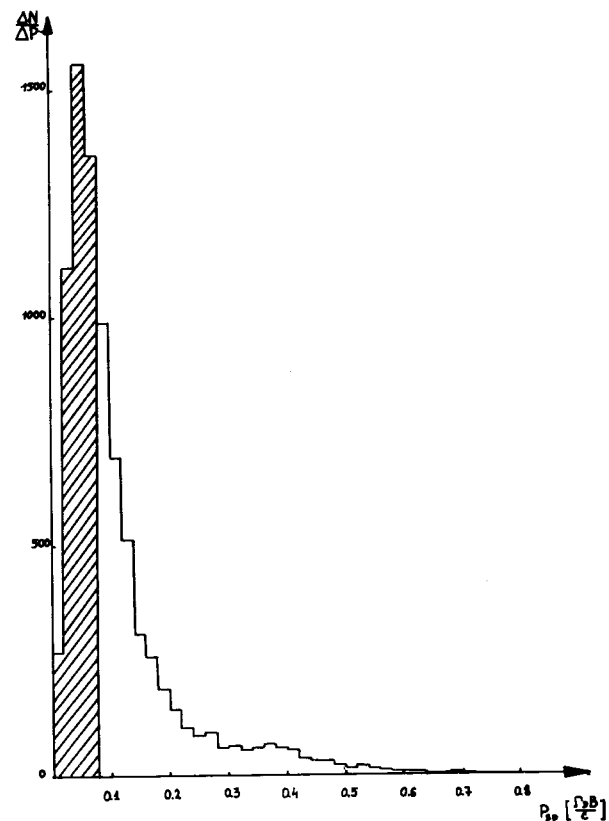


Рис. 2. Импульсный спектр нуклонов-спектаторов в реакции $dp \rightarrow ppp$ в системе покоя дейтрона.

Чтобы проследить, есть ли какая-нибудь закономерность в изменении распределений по косинусу полярного угла спектаторной частицы, мы построили угловые распределения в интервалах импульса спектатора в системе покоя дейтрона шириной по 40 МэВ/с /в нашем случае $q_0 \approx 45 \text{ МэВ/с}$ / вплоть до импульсов 200 МэВ/с . Полярный угол отсчитывался от направления пучка в d -системе. Соответствующие распределения показаны на рис. 3. Сюда не включены события с перезарядкой на дейтроне,

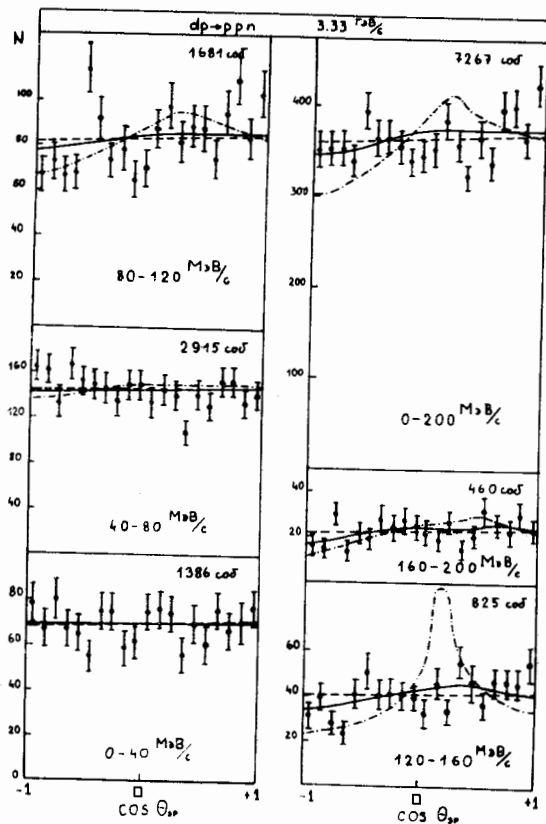


Рис. 3. Распределение по косинусу полярного угла нуклонов-спектаторов в реакции прямого развала дейтрона $d \rightarrow p p n$ в системе покоя дейтрона.

а приводимые ошибки - статистические. Экспериментальные значения асимметрии вперед-назад в угловых распределениях для разных интервалов импульса спектатора даны в табл. 1. Видно, что если в первом интервале по импульсу спектатора /0-40/ МэВ/с распределение изотропное, то в последующих интервалах появляется небольшая асимметрия.

В работе [9] нами было показано, что имеется существенное увеличение асимметрии в распределениях по

Таблица 1
Сравнение экспериментальных и расчетных угловых распределений спектаторов без обрезания по t

№	МэВ/с	Диаграмма Ia		Диаграмма Ia и б		Мчет вз. в кон. сост.		
		A%	χ^2	A%	χ^2			
1	0-40	1.4±2.7	0.23	15.9	0.39	16.2	1.0	16.4
2	40-80	3.7±1.8	0.48	27.5	0.9	29.1	3.0	40.1
3	80-120	8.6±2.4	0.83	46.8	2.5	44.1	8.2	49.4
4	120-160	8.6±3.5	1.2	31.7	6.5	27.2	25.9	120.6
5	160-200	5.3±4.7	0.5	22.5	9.3	20.4	18.3	35.8
6	0-200	1.8±1.2	0.6	28.5	2.1	32.6	7.8	105.7

x) Во всех случаях число степеней свободы равно 20.

углу Треймана-Янга при переходе к малым значениям квадрата передаваемого четырехимпульса t от протона мишени к медленному протону. Поэтому на рис. 4 приводятся угловые распределения спектатора при $|t| < 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$. Изотропное поведение углового распределения в первом интервале импульса спектатора наблюдается и в этом случае. Величины экспериментальной асимметрии даны в табл. 2, из которой видно небольшое увеличение асимметрии во всех интервалах импульса спектатора при $|t| < 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$.

Для сравнения приводимых экспериментальных угловых распределений спектатора с теоретическими расчетами в полюсном приближении необходимо учесть, что в случае, когда импульс нуклона отдачи того же порядка величины, как и импульс спектатора, возникает неоднозначность в определении спектаторной частицы. Поэтому в расчетах наряду с обыкновенной полюсной диаграммой /рис. 1а/ следует учитывать другую /рис. 1б/, в которой спектаторная частица и нуклон отдачи представлены. В дальнейшем будем называть их первой и второй полюсными диаграммами. На диаграммах p , p_1 , p_2 , p_3 - соответственно: импульсы падающего протона, рассеянного протона, спектаторной частицы и нуклона отдачи в d -системе.

Дифференциальное сечение по косинусу полярного угла спектатора в d -системе можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_2} = \frac{1}{16(2\pi)^2 p} \int \frac{|F_{pd}|^2 p_2^2 dp_2 d\phi_2 dp_1 dp_3}{E(p_1)E(p_2)E(p_3)} \times \delta(p - p_1 - p_2 - p_3) \delta[E(p) + M_d - E(p_1) - E(p_2) - E(p_3)],$$

где через E обозначены полные энергии соответствующих частиц, M_d - масса дейтрона, F_{pd} - амплитуда реакции $pd \rightarrow ppn$, а ϕ_2 - азимутальный угол спектатора /частица 2/.

Таблица 2
Сравнение экспериментальных и расчетных угловых распределений спектаторов при $|t| < 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$

№	МэВ/с	Диаграмма Ia		Диаграмма Ia и б		Учет вз. в кон. состоянии		
		A%	χ^2	A%	χ^2	A%	χ^2	
1	0-40	0.3±3.7	0.1	15.7	0.5	15.8	1.6	16.5
2	40-80	-4.4±2.6	0.2	35.0	2.0	41.6	6.1	79.9
3	80-120	12.9±3.3	-0.3	48.7	3.2	38.1	10.8	37.2
4	120-160	10.3±4.5	-1.3	55.5	5.6	48.1	15.8	38.0
5	160-200	7.9±6.0	-3.8	40.1	6.1	32.8	18.7	32.1
6	0-200	3.5±1.6	-0.2	40.8	2.5	28.7	9.2	73.2

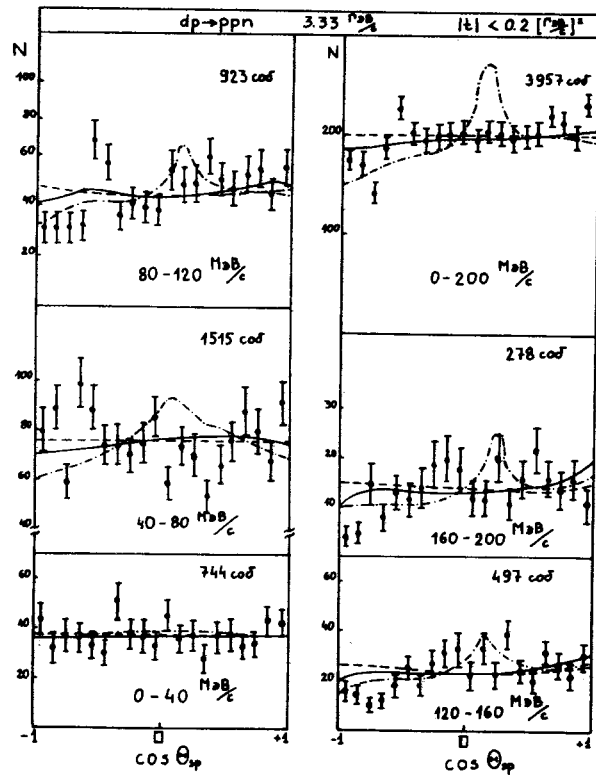


Рис. 4. Распределение по косинусу полярного угла нуклонов-спектров в реакции прямого развала дейтрона $dp \rightarrow ppp$ в системе покоя дейтрона при $|t| < 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$.

Амплитуда реакции $pd \rightarrow ppp$ в случае, когда спекторной частицей является протон, с учетом показанных на рис. 1 диаграмм, можно записать в "простом" импульсном приближении, пренебрегая немассовыми эффектами, в следующем виде

$$F_1 = \Theta(p_3 - p_2) [f_{pn} \Phi_0(P_2) + f_{pp} \Phi_0(P_3)], \quad /2/$$

где f_{pn} , f_{pp} - амплитуда упругого pn - и pp -рассеяния на массовой поверхности, Φ_0 - фурье-образ волновой

функции дейтрона, а $\Theta(p_3 - p_2)$ - ступенчатая функция, определяющаяся следующим образом:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0. \end{cases}$$

Угловое распределение протона-спектратора тогда будет:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2}\right)_1 \sim |F_1|^2.$$

Для нейтрона-спектратора амплитуда запишется аналогичным образом:

$$F_2 = \Theta(p_3 - p_2) [f_{pp} \Phi_0(P_2) + f_{pn} \Phi_0(P_3)], \quad /3/$$

а угловое распределение

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2}\right)_2 \sim |F_2|^2.$$

Суммарное угловое распределение нуклона-спектратора, согласно /1/, пропорционально $|F_{pd}|^2$ и представится суммой

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2} = \left(\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2}\right)_1 + \left(\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2}\right)_2,$$

а поэтому

$$\begin{aligned} |F_{pd}|^2 &= |F_1|^2 + |F_2|^2 = \\ &= \Theta(p_3 - p_2) \{ (|f_{pn}|^2 + |f_{pp}|^2) [|\Phi_0(P_2)|^2 + |\Phi_0(P_3)|^2] + \\ &\quad + 4 \operatorname{Re} [f_{pn}^+ \Phi_0^+(P_2) f_{pp} \Phi_0(P_3)] \}. \end{aligned} \quad /4/$$

Нормировка амплитуд упругого pp - и pn -рассеяния выбиралась такой, что

$$\frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega_1} = \frac{p_1 |f_{pN}|^2}{16(2\pi)^2 p E(|p - p_1|) m_N} \equiv |\tilde{f}_{pN}|^2, \quad /5/$$

где N обозначает протон или нейтрон, а m_N - масса соответствующего нуклона.

Интегрируя /1/ по $d\phi_3$ и $d|p_1|$ с учетом /4/ и /5/, получаем

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_2} = \int \left\{ \left(\frac{d\sigma_{pn}}{d\Omega_1} + \frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega_1} \right) [|\Phi_0(P_2)|^2 + |\Phi_0(P_3)|^2] + \right. \\ \left. + 4\text{Re} [\tilde{f}_{pn}^+ \Phi_0^+(P_2) \tilde{f}_{pp}^- \Phi_0(P_3)] \right\} \frac{\Theta m_N E(|p-p_1|) p_2^2 d\cos\Theta_1 d\phi_2 d\phi_1}{E(p_2) E(|p-p_1-p_2|)} \quad /6/$$

Из-за отсутствия фазового анализа упругого нуклон-нуклонного рассеяния при импульсе > 1 ГэВ/с амплитуды \tilde{f}_{pp} и \tilde{f}_{pn} параметризовались экспоненциальной зависимостью от t в пренебрежении их спиновой структурой, т.е. представлялись в виде

$$\tilde{f}_{pN}(t) = A_N (i + a_N) e^{-b_N t/2} \quad N = p, n,$$

где a_N - отношение реальной части амплитуды упругого pN -рассеяния к мнимой при $|t| = 0$; b_N - параметр наклона дифракционного конуса; A_N - чисто мнимая часть амплитуды при $|t| = 0$.

Значения этих параметров были получены из фитирования данных по $d\sigma/dt$ для упругих pp - и pn -рассеяний /10,11/.

В качестве волновой функции основного состояния дейтрона бралась функция Мак Ги /12/, хорошо описывающая экспериментальные данные об электрон-дейтронном рассеянии. Вкладом D -волны пренебрегали. Аналитический вид волновой функции Мак Ги дан в приложении.

Для перехода к интегрированию по квадрату четырехмерного переданного импульса от интегрирования по углу рассеянного протона в выражении /6/ использовалась кинематика упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Величины $|p_1|$ и p_3 выражались из закона сохранения энергии-импульса для реакции $pd \rightarrow ppp$ через переменные интегрирования.

Результаты расчетов, нормированные на полное число событий, показаны кривыми на рис. 3 и 4. Теоретические значения асимметрии даны в табл. 1 и 2. Пунктирные кривые на рисунках соответствуют расчетам, в которых учитывается только первая полюсная диаграмма, а сплошные кривые - учет возможной неоднозначности в определении спектаторной частицы. Видно, что нет большого отличия между расчетными кривыми, а значения асимметрии отличаются меньше, чем на 10%.

Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов видно /табл. 1 и 2/, что в области малых импульсов спектатора /0-40/ МэВ/с для описания углового распределения достаточно учесть только первую полюсную диаграмму. С другой стороны, в этой области вклад второй полюсной диаграммы мал из-за отсутствия событий с близкими по величине импульсами спектатора и нуклона отдачи. В случае $p_3 > p_2$, как видно из выражений /2/ и /3/, основной вклад в угловом распределении дает первая полюсная диаграмма из-за малости $|\Phi_0(P_3)|^2$ и, следовательно, интерференционного члена. В остальных областях импульса спектатора, как видно из табл. 1 и 2, трудно сделать выбор между двумя расчетами при имеющейся статистике.

Что касается суммарных распределений /0-200/ МэВ/с, то учет второй полюсной диаграммы улучшает согласие с экспериментальным угловым распределением при $|t| < 0,2$ ГэВ/с².

Для описания экспериментальных данных мы также пытались учесть взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии, описываемое треугольной диаграммой /рис. 5/. Вклад треугольной диаграммы растет при сравнительно малых относительных импульсах $|p_2 - p_3|$. С другой стороны, ограничение малыми значениями $|t|$ может увеличить относительный вклад таких событий.

Обозначая амплитуду, описывающую взаимодействие в конечном состоянии, через g_3 , можно ее записать как

$$g_3 \sim F_s(q, \vec{\kappa}) f_{NN}(q),$$

$$F_s(q, \vec{\kappa}) = \int \Psi_{\kappa}^*(r) e^{-iqr/2} \Phi_0(r) dr,$$

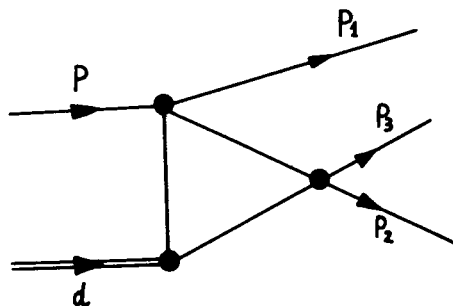


Рис. 5. Треугольная диаграмма, учитывающая взаимодействие в конечном состоянии.

где $\Psi_k(r)$ - волновая функция двух нуклонов с относительным импульсом k , учитывающая взаимодействие в конечном состоянии; $f_{NN}(q)$ - амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния на массовой поверхности, а $\Phi_0(r)$ - волновая функция основного состояния дейтрона.

Квадрат амплитуды реакции $dp \rightarrow ppp$ брался в виде

$$|F_{pd}|^2 = |\xi_1 + \xi_2 + \xi_3|^2,$$

где ξ_1 и ξ_2 - амплитуды, описывающие I и II полюсные диаграммы.

В расчетах в качестве волновой функции, описывающей взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии, бралась функция в приближении эффективного радиуса, явный вид которого дан в приложении. Результаты вычисления угловых распределений с учетом треугольной диаграммы показаны на рис. 3 и 4 штрихпунктирными кривыми. Как видно из двух последних столбцов табл. 1 и 2, учет взаимодействия двух нуклонов в конечном состоянии с использованием приближения эффективного радиуса не улучшил согласия с экспериментальными данными.

Итоги проведенной работы можно суммировать следующим образом:

1. Получены экспериментальные распределения по косинусу полярного угла нуклона-спектратора для реакции $dp \rightarrow ppp$ в системе покоя дейтрона в различных областях импульса спектратора до 200 МэВ/с и квадрата четырехмерного переданного импульса.

2. Угловые распределения в области малых импульсов спектратора /0-40/ МэВ/с изотропны. В остальных импульсных интервалах они показывают небольшую асимметрию. При переходе к области $|t| < 0,2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ заметно небольшое увеличение асимметрии.

3. Проведены расчеты угловых распределений спектратора в импульсном приближении с учетом возможной неоднозначности в определении нуклона-спектратора, а также взаимодействия в конечном состоянии.

4. В области малых импульсов спектраторов /0-40/ МэВ/с для описания данных достаточно учесть только первую полюсную диаграмму. В то же время для суммарного распределения по $\cos\theta$ при $|t| < 0,2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ включение в рассмотрение второй полюсной диаграммы, учитывающей неоднозначность в определении спектратора, улучшает согласие с экспериментальными данными. Для остальных областей на имеющейся статистике трудно сделать выбор между этими двумя расчетами.

5. Попытка учета взаимодействия в конечном состоянии не улучшила согласия с экспериментальными данными. Это может быть обусловлено либо недостаточной статистикой по интервалам импульса спектратора, либо приближенной формой расчета.

Приложение

Волновая функция основного состояния дейтрона бралась в виде функции Мак Ги^{12/}. Поскольку вклад D-состояния в волновую функцию дейтрона в области импульсов от 0 до 200 МэВ/с мал по сравнению с вкладом S-волны^{13/}, то D-состоянием дейтрона в настоящей работе пренебрегалось.

Литература

$$\Phi_0(r) = \frac{u(r)}{r}; \quad u(r) = N \sum_{i=1}^5 c_i e^{-\epsilon_i r},$$

где $N = 0,8896 \text{ Фм}^{-1/2}$, коэффициенты c_i и ϵ_i приведены в таблице ниже.

i	c_i	ϵ_i
1	1	1 · a
2	-8.9651	19.643 · a
3	15.21532	17.331 · a
4	-6.61366	12.844 · a
5	-0.63656	5.733 · a

$$a = 0,23168 \text{ Фм}^{-1/2}$$

Для выбранной волновой функции фурье-образ запишется в виде:

$$\Phi_0^s(P) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} N \sum_{i=1}^5 \frac{c_i}{p^2 + \epsilon_i^2}.$$

Волновая функция двух нуклонов в конечном состоянии $\Psi_{\kappa}(\mathbf{r})$ бралась в приближении "эффективного" радиуса $\kappa/14$. При этом учитывалось лишь синглетное S-состояние двух нуклонов, вкладом их триплетного состояния и высших парциальных волн с $\ell > 0$ из-за малой их величины пренебрегалось^{15/}.

$$\Psi_{\kappa}(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \left(e^{i\vec{\kappa}\mathbf{r}} + \frac{1}{g_0(\kappa^2) - i\kappa} \frac{e^{i\vec{\kappa}\mathbf{r}}}{r} \right),$$

где $\vec{\kappa}$ - относительный импульс двух нуклонов в конечном состоянии, $g_0(\kappa^2)$ в приближении эффективного радиуса записывается в следующем виде:

$$g_0(\kappa^2) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 \kappa^2,$$

где a - длина рассеяния в S-волне, а r_0 - "эффективный" радиус $/a = 5,39 \text{ Фм}, r_0 = 1,7 \text{ Фм}/$.

1. И.С.Шапиро. УФН, 92, 549 /1967/.
2. O.A.Agayants et al., Nucl.Phys., B11, 79 (1969).
3. Ю.Р.Гисматуллин, В.И.Остроумов. ЯФ, 11, 285 /1970/.
4. Yu.D.Bayukov et al. Phys.Lett., B33, 416 (1973).
5. Ю.Д.Бажков и др. Письма в ЖЭТФ, 17, 359 /1973/.
6. G.R.Ausgt, V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro. Nucl.Phys., 61, 353 (1965).
7. Г.А.Лексин. Экспериментальные исследования механизма ядерных реакций при высоких энергиях /лекции на третьей сессии Всесоюзной школы по теоретической ядерной физике/, М., Изд. МИФИ, 1972.
8. Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, 1-7645, Дубна, 1973.
9. B.S.Aladashvili et al. JINR, E1-7304, Dubna, 1973.
10. M.Ryan et al. PPAR-II, 1969, data taken from UCRL Report 20000NN.
11. M.L.Perl et al. SLAC Report PUB-622, data taken from UCRL Report 20000NN.
12. J.J.McGree. Phys.Rev., 151, 772 (1966).
13. J.M.Wallace. Phys.Rev., 5C, 609 (1972).
14. Л.Д.Ландау, Б.М.Лифшиц. Квантовая механика, Москва, Физматгиз, 587 /1963/.
15. A.H.Cromer. Phys.Rev., 129, 1680 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1974 года.