

A-341

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



31/vii-78

3 187/2-78

P1 - 11455

Л.С.Ажгирей, Г.Б.Алавердян, И.К.Взоров,  
В.Н.Жмыров, В.В.Иванов, М.А.Игнатенко,  
А.С.Кузнецов, Г.И.Лыкасов, М.Г.Мещеряков,  
С.В.Разин, Г.Д.Столетов

ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ  
ОТ  $pp$ -,  $pd$ - И  $pC$ - СОУДАРЕНИЙ  
ПРИ 4,3; 6,3 И 8,9 ГэВ/с

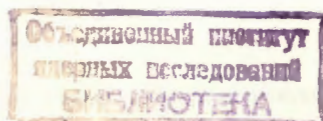
1978

P1 - 11455

Л.С.Ажгирей, Г.Б.Алавердян, И.К.Взоров,  
В.Н.Жмыров, В.В.Иванов, М.А.Игнатенко,  
А.С.Кузнецов, Г.И.Лыкасов, М.Г.Мещеряков,  
С.В.Разин, Г.Д.Столетов

ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ  
ОТ  $pp$ -,  $pd$ - И  $pC$ - СОУДАРЕНИЙ  
ПРИ 4,3; 6,3 И 8,9 ГэВ/с

*Направлено в ЯФ*



Ажгирей Л.С. и др.

PI - 11455

Импульсные спектры вторичных протонов от pp-, pd- и pC-соударений при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с

С помощью одноплечевого магнитного спектрометра под углом 103 мрад измерены импульсные спектры протонов, испущенных в pp-, pd- и pC-соударениях при начальных импульсах протонов 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с.

Экспериментальные данные удовлетворительно описываются в рамках модели многократного дифракционного рассеяния. Исследуется чувствительность результатов расчетов pd-спектров к выбору волновых функций начального и конечного состояний pd-системы.

Из анализа низкоимпульсных частей измеренных спектров протонов от pp-соударений при 6,3 и 8,9 ГэВ/с получены дифференциальные сечения образования нуклонных резонансов N\*(1236), N\*(1410), N\*(1520) и N\*(1690).

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Azhgirey L.S. et al.

PI - 11455

Momentum Spectra of Secondary Protons from pp-, pd- and pC-Collisions at 4.3, 6.3 and 8.9 GeV/c

Momentum spectra of protons emitted in the pp-, pd- and pC-collisions at initial momenta of 4.3, 6.3 and 8.9 GeV/c have been measured at an angle of 103 mrad using a single-arm magnetic spectrometer.

The experimental data are satisfactorily reproduced within the framework of the multiple scattering model. The sensitivity of the pd-spectra calculation results to the choice of the wave functions of the initial and final states of the pd-system is investigated.

From the analysis of the low-momentum parts of the pp-spectra at 6.3 and 8.9 GeV/c the differential production cross sections for the nucleon resonances N\*(1236), N\*(1410), N\*(1520) and N\*(1690) have been obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование импульсных спектров вторичных протонов в протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях является важным источником информации о процессах многократного дифракционного нуклон-нуклонного рассеяния<sup>/1-3/</sup> и прямого выбивания фрагментов из ядер<sup>/4/</sup>; путем анализа спектров по методу недостающих масс можно также получить сведения о процессах образования нуклонных резонансов в NN-соударениях<sup>/5,6/</sup>.

До недавнего времени были известны лишь результаты измерений импульсных спектров вторичных протонов, испущенных в протон-ядерных соударениях только при начальных импульсах ~1,7<sup>/7,8/</sup> и ~20 ГэВ/с<sup>/1-3,9/</sup>. Эти результаты нашли удовлетворительное описание в рамках модели многократного дифракционного рассеяния<sup>/10-13/</sup>. В промежуточной области энергий /порядка нескольких ГэВ/ данные об импульсных спектрах вторичных частиц отсутствуют. Чтобы восполнить этот пробел, были предприняты описываемые ниже измерения инклюзивных спектров протонов в процессах:

$$p + p \rightarrow p + X, \quad /1/$$

$$p + d \rightarrow p + X, \quad /2/$$

$$p + C \rightarrow p + X \quad /3/$$

при начальных импульсах 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с и угле наблюдения 103 мрад. В этих условиях в высокоимпульс-

ных частях спектров должны проявиться эффекты, связанные с многократными NN-взаимодействиями. Охватываемый спектрометром интервал импульсов регистрируемых протонов при фиксированном поле в зазоре анализирующего магнита был таков, что одновременно с высокоимпульсными измерялись участки спектров, в которые дают вклад протоны, связанные с процессами рождения нуклонных резонансов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения импульсных спектров вторичных протонов в процессах  $/1/\div/3/$  были выполнены на одноплечевом магнитном спектрометре, ранее использованном для измерений импульсных спектров вторичных протонов и дейтронов в дейтрон-ядерных соударениях<sup>/14/</sup>. Выведенный из синхрофазотрона ОИЯИ пучок протонов падал на мишени из  $\text{CH}_2$ ,  $\text{CD}_2$  и  $\text{C}$ , поочередно устанавливаемые в ионопроводе медленного вывода. Импульсные спектры протонов, испущенных в  $pp$ - и  $pd$ -соударениях, находились посредством вычитания спектров, полученных от эквивалентных по тормозным способностям мишеней из  $\text{CH}_2$ ,  $\text{CD}_2$  и  $\text{C}$ .

Абсолютная нормировка импульсных спектров протонов производилась путем приравнивания площадей пиков от упругого  $pp$ -рассеяния соответствующим значениям дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega$  этого процесса, полученным из известных экспериментальных данных<sup>/15,16/</sup>. Для определения нормировочных значений сечения  $d\sigma/d\Omega$  угловые зависимости дифференциальных сечений упругого  $pp$ -рассеяния, измеренные в разных экспериментах при значениях начального импульса  $P_0$  от 4,0 до 8,8 ГэВ/с, аппроксимировались в исследуемых интервалах переданных импульсов  $t$  зависимостями вида:

$$d\sigma/dt [P_0 = \text{const}, t = f(\Theta)] = \exp(a + b|t| + c|t|^2). \quad /4/$$

С помощью выражений /4/ был получен набор величин  $d\sigma/dt$  при значениях  $t'$ , отвечающих различным  $P_0$  при фиксированном угле рассеяния в лаб. системе

$\Theta = 103$  мрад. Оказалось, что найденный набор величин  $d\sigma/dt(t')$ , приведенный на *рис. 1*, хорошо аппроксимируется выражением:

$$d\sigma/dt [\Theta = 103 \text{ мрад}, t = f(P_0)] = \exp[(4,66 \pm 0,03) - (7,83 \pm 0,07)|t|]. \quad /5/$$

Из этого выражения были найдены значения  $d\sigma/dt$  при начальных импульсах протонов 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с, а затем и соответствующие им нормировочные значения дифференциальных сечений  $d\sigma/d\Omega$  в лабораторной системе координат.

При 8,9 ГэВ/с нормировка импульсных спектров производилась также посредством измерения наведенной в реакции  $^{27}\text{Al}(p, X)^{24}\text{Na}$  активности ядер  $^{24}\text{Na}$  в тонких алюминиевых фольгах, облученных в месте расположения мишени. В результаты измерений вносились поправки, учитывающие наличие счета регистрирующей аппаратуры спектрометра в отсутствие мишени, случайные совпадения, ядерное поглощение и многократное рассеяние протонов при прохождении через спектрометр, а также неэффективность спектрометра вблизи границ интервалов измеряемых импульсов. Значение дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния, определенное на основе этих измерений и показанное на *рис. 1* черным кружком, в пределах ошибок совпадает с соответствующим значением, полученным из выражения /5/.

Совпадение при 8,9 ГэВ/с определенных разными способами нормировочных значений дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния свидетельствует о корректности процедуры нормировки и при других начальных импульсах протонов. Возможная систематическая ошибка полученных абсолютных значений дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\Omega dp$  не превышает 15%.

## 3. СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ

Измеренные импульсные спектры вторичных протонов в процессах  $/1/\div/3/$  показаны на *рис. 2*. В спектрах протонов, испущенных в  $pp$ -соударениях, выделяются узкие

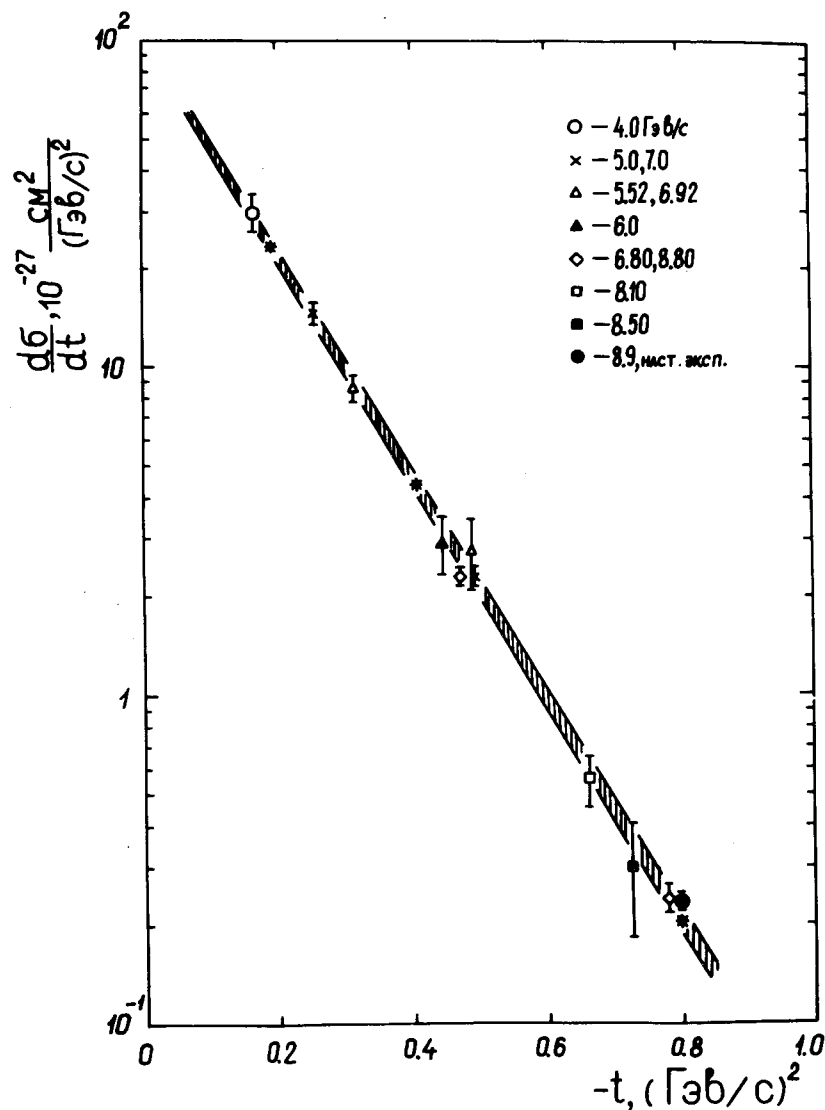


Рис. 1. Значения дифференциальных сечений  $d\sigma/dt$  упругого  $pp$ -рассеяния, отвечающие углу наблюдения  $103$  мрад при разных начальных импульсах протонов. Данные для  $5,0$  и  $7,0$   $ГэВ/с$  взяты из работы /16/, другие данные - из работы /15/. Черной точкой при  $8,9$   $ГэВ/с$  показано значение, экспериментально определенное в настоящей работе. Звездочками отмечены значения, использованные для нормировки.

пики, обязанные протонам, испытавшим упругое рассеяние. Полные ширины этих пиков на половине высоты составляют  $31$ ,  $40$  и  $50$   $МэВ/с$  для протонов с начальными импульсами  $4,3$ ;  $6,3$  и  $8,9$   $ГэВ/с$  соответственно и характеризуют экспериментальное разрешение спектрометра. Слева от пиков упругого  $pp$ -рассеяния наблюдаются непрерывные распределения протонов от неупругих процессов.

В высокоимпульсных частях спектров от  $pd$ -соударений при значениях импульсов, отвечающих упругому  $pp$ -рассеянию, наблюдаются пики, обязанные протонам, испытавшим квазиупругое рассеяние на протоне или нейтроне дейтрона. Ширины этих пиков определяются в основном внутренним движением нуклонов в дейтроне. В спектре при начальном импульсе  $8,9$   $ГэВ/с$  заметен также второй пик, кинематически соответствующий упругому  $pd$ -рассеянию. Помимо упругого рассеяния, в область этого пика может давать вклад также процесс двукратного квазиупругого  $pN$ -рассеяния в дейтроне, сопровождающийся развалом последнего. Возможная примесь протонов от макроскопического двукратного  $pN$ -рассеяния на нуклонах разных ядер мишени в условиях настоящих экспериментов, согласно оценкам, была незначительна.

Разделение вкладов от однократного и двукратного  $NN$ -рассеяния в  $pd$ -соударениях экспериментально наблюдалось ранее вблизи  $20$   $ГэВ/с$  /1-3/.

В спектре протонов от  $pC$ -соударений при  $4,3$   $ГэВ/с$  обнаруживается широкий пик, простирающийся от  $4$  до  $4,25$   $ГэВ/с$ , с максимумом при  $4,18$   $ГэВ/с$ , и прилив при  $4,29$   $ГэВ/с$ , отвечающий протонам, испытавшим дифракционное рассеяние на ядре углерода. С увеличением начального импульса выход под фиксированным углом дифракционно-рассеянных протонов падает, поэтому в спектрах при  $6,3$  и  $8,9$   $ГэВ/с$  наблюдаются только пики, обусловленные  $NN$ -рассеяниями разной кратности в ядре углерода.

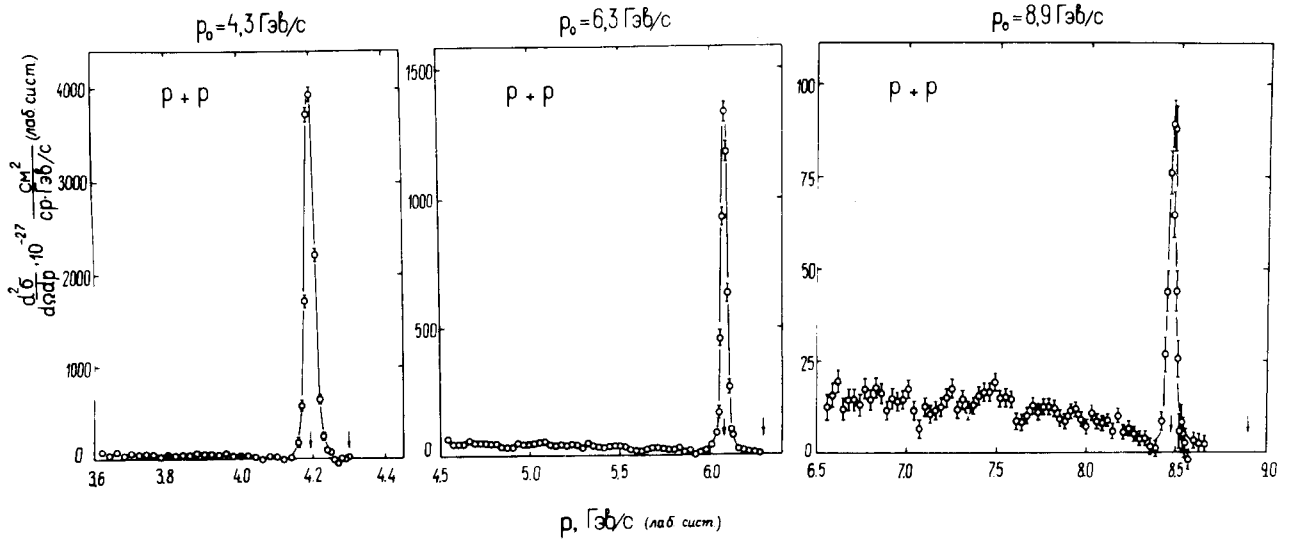
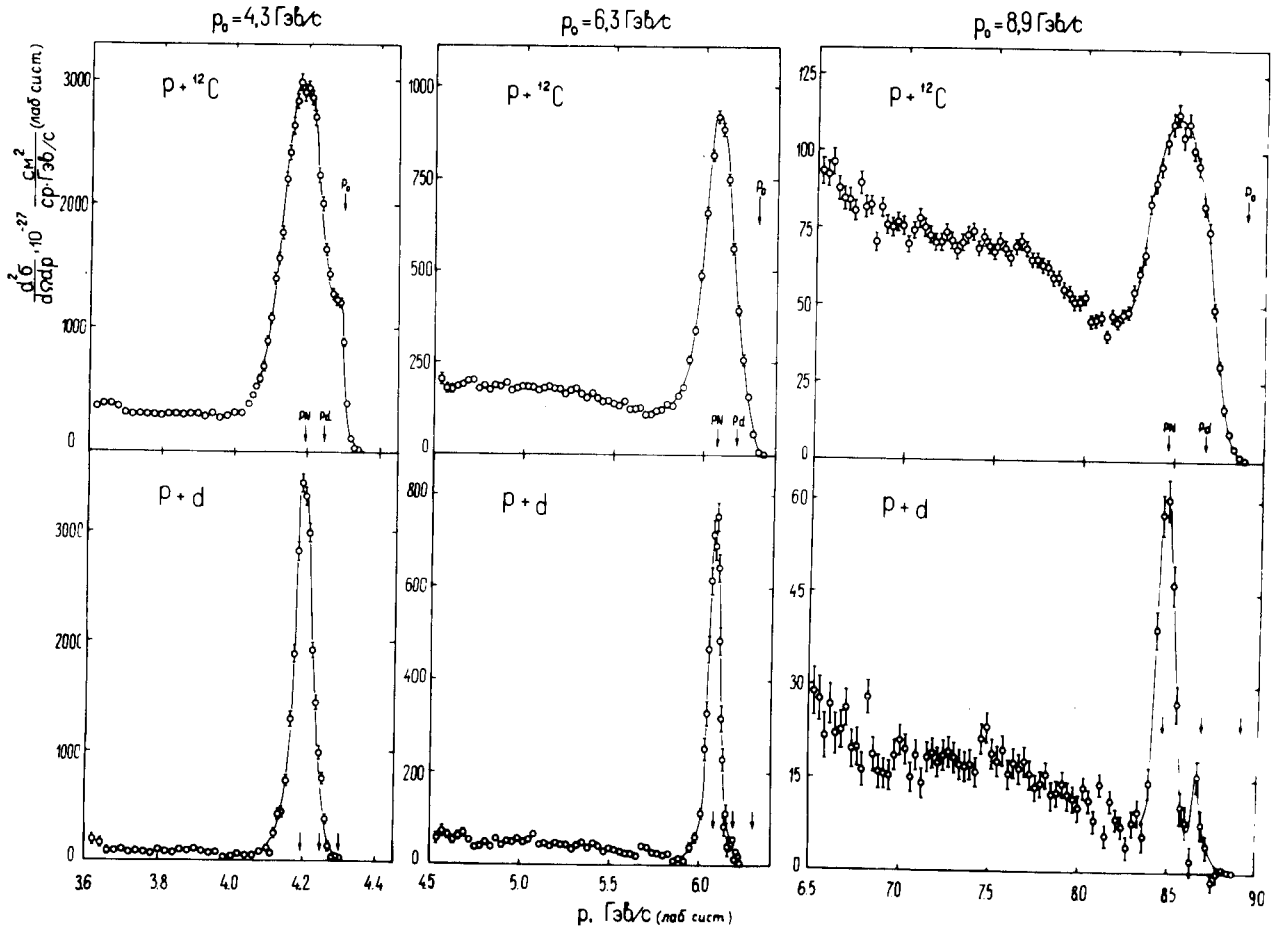


Рис. 2. Импульсные спектры протонов от соударений протонов с протонами, дейтронами и ядрами углерода. Сплошные кривые проведены визуально.

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. *pp*-спектры. В импульсных спектрах протонов в области ниже пика упругого *pp*-рассеяния в распределениях протонов наблюдаются слабо выраженные немонотонности. Отклонения измеренных точек от плавной зависимости при начальном импульсе 6,3 ГэВ/с заметно превышают статистические ошибки измерений. Немонотонности также проявляются и при начальном импульсе 8,9 ГэВ/с. Такая структура низкоимпульсных частей измеренных спектров обусловлена образованием нуклонных резонансов в реакции /1/. Несмотря на относительно невысокую точность измерений в рассматриваемом интервале импульсов, из имеющихся данных можно извлечь определенную информацию о роли резонансов в *pp*-взаимодействиях в условиях настоящих экспериментов. С этой целью значения  $d^2\sigma/d\Omega dp$  для 6,3 и 8,9 ГэВ/с преобразовывались в дифференциальные сечения  $d^2\sigma/dt dM$  и строились зависимости этих сечений от недостающей массы *M*. Спектр недостающих масс для 6,3 ГэВ/с протонов показан на рис. 3. Действительно, в спектре наблюдается некоторое возрастание выходов протонов вблизи значений масс резонансов  $N^*(1236)$ ,  $N^*(1410)$ ,  $N^*(1520)$  и  $N^*(1690)$ . Полученные данные аппроксимировались аналитическим выражением в виде суммы резонансных членов и полинома, описывающего непрерывный фон:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM} = \sum_k C_k M^k + \sum_i \frac{a_i}{2\pi} \left\{ \frac{\Gamma_i}{(M-M_i)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma_i)^2} \right\}, \quad /6/$$

где  $M_i$  - масса,  $\Gamma_i$  - ширина,  $a_i$  - дифференциальное сечение образования *i*-го резонанса.

При аппроксимации экспериментальных данных выражением /6/ массы и ширины отмеченных резонансов выбирались из известных данных /5,6/ и полагались фиксированными. Коэффициенты полинома  $C_k$  и дифференциальные сечения образования резонансов  $a_i$  выступали как свободные параметры и определялись из условия получения минимального значения  $\chi^2$ . Сплошная кривая на рис. 3 представляет результат обработки экспери-

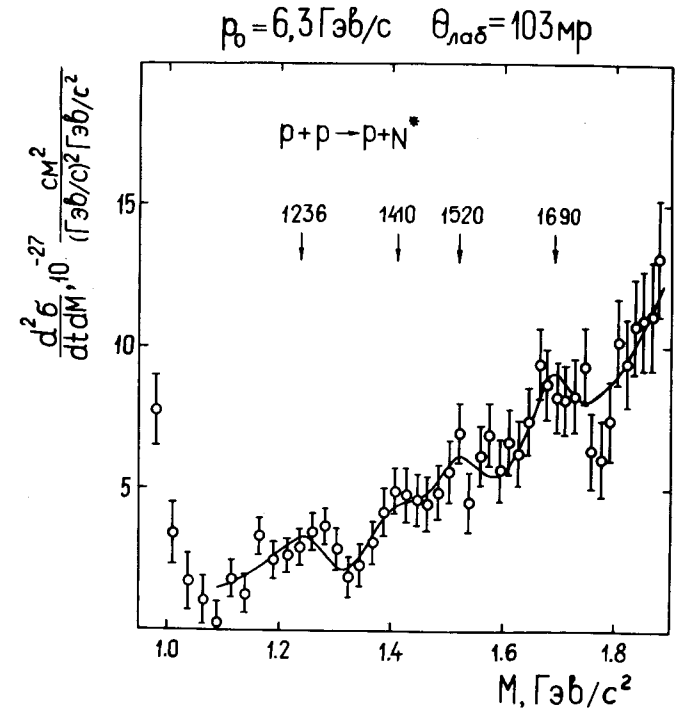


Рис. 3. Спектр недостающих масс для процесса  $p + p \rightarrow p + X$  при  $P_0 = 6,3$  ГэВ/с. Сплошная кривая - результат вычислений по формуле /6/.

ментальных данных при значениях масс и ширин резонансов, приведенных в табл. 1, где также указаны полученные значения дифференциальных сечений образования резонансов.

4.2. *pd*-спектры. Экспериментальные данные о спектрах протонов от протон-дейтронных столкновений анализировались в рамках модели многократного дифракционного рассеяния /10,11/. Импульсный спектр рассеянных протонов в лабораторной системе представлялся в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \sum_f |F_{fi}(\vec{q})|^2 \delta(E_f - E_i), \quad /7/$$

Таблица 1

Значения масс и ширин нуклонных резонансов, а также дифференциальных сечений их образования для угла 103 град

Масса $M_1$ , МэВ/ $c^2$	Ширина $\Gamma_1$ , МэВ/ $c^2$	$P_0$ , ГэВ/ $c$	$d\sigma/dt$ , мб/(ГэВ/ $c$ ) <sup>2</sup>
1231,5	113	6,3	0,30±0,17
		8,9	0,018±0,029
1410	125	6,3	0,38±0,21
		8,9	0,019±0,035
1520	120	6,3	0,65±0,22
		8,9	0,005±0,035
1683	110	6,3	0,72±0,27
		8,9	0,095±0,042

где  $\vec{q} = \vec{P}_0 - \vec{P}'$  - переданный импульс,  $\vec{P}_0$  и  $\vec{P}'$  - импульсы падающего и рассеянного протонов,  $F_{fi}(\vec{q})$  - амплитуда рассеяния протона на ядре с переходом ядра из основного состояния  $\Psi_i$  в конечное  $\Psi_f$ ,  $E_i$  и  $E_f$  - полные энергии начального и конечного состояний системы протон - ядро.

В пренебрежении спиновой зависимостью взаимодействия падающего протона с нуклонами ядра-мишени выражение для амплитуды  $pp$ -рассеяния записывается в виде:

$$F_{fi}(\vec{q}) = \frac{iP_0}{2\pi} \int \exp(i\vec{q}\vec{b}) \langle \Psi_f | \Gamma_{pn}(\vec{b} - \frac{1}{2}\vec{s}) + \Gamma_{pp}(\vec{b} + \frac{1}{2}\vec{s}) - \Gamma_{pn}(\vec{b} - \frac{1}{2}\vec{s}) \Gamma_{pp}(\vec{b} + \frac{1}{2}\vec{s}) | \Psi_i \rangle d^2b, \quad /8/$$

где

$$\Gamma_{pn(pp)}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i P_0} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f_{pn(pp)}(\vec{q}) d^2q,$$

$f_{pn(pp)}(\vec{q})$  - амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния,  $\vec{s}$  - проекция относительной координаты  $\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$  на плоскость прицельного параметра  $\vec{b}$ .

Движение протон-нейтронной пары дейтрона в конечном состоянии можно разделить на движение центра масс с импульсом  $\vec{q}$  и относительное движение нуклонов с импульсом  $\vec{k}$ . Тогда в нерелятивистском пределе

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \sum_f |F_{fi}(\vec{q})|^2 \delta(\Delta E - \frac{q^2}{4m} - \frac{k^2}{2m}), \quad /9/$$

где  $\Delta E$  - разность энергий падающего и рассеянного протонов,  $m$  - масса нуклона.

В рамках используемой модели спектр импульсных потерь протонов, испытавших однократное NN-рассеяние, определяется импульсным распределением нуклонов внутри дейтрона /17/. В частности, ширина квазиупругого пика должна зависеть от вида волновой функции основного состояния дейтрона.

Для исследования того, насколько предсказания модели чувствительны к предположениям о волновых функциях начального и конечного состояний дейтрона, были выполнены две серии численных расчетов импульсных спектров вторичных протонов на основе формул /8/ и /9/. В качестве волновых функций основного состояния дейтрона выбирались функция Гаусса

$$\Psi_i = \left(\frac{\delta^2}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\delta^2 r^2}{2}\right), \quad \delta^2 = 0,1922 \text{ fm}^{-2}$$

и функция Хюльтена

$$\Psi_i = N \frac{e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}}{r}, \quad \gamma = 0,232 \text{ fm}^{-1}, \quad \beta = 1,202 \text{ fm}^{-1}.$$

Вычисления с функцией Гаусса проводились на основе формализма, развитого в работе /12/. Для описания конечного состояния дейтрона в этом случае использовался полный набор волновых функций гармонического осциллятора, параметры которого выбирались из условия сов-



падения формфакторов основных состояний дейтрона и осциллятора. В работе /12/ делается допущение, что расстояние  $\Delta W$  между последовательными уровнями осциллятора мало по сравнению с аппаратурным энергетическим разрешением. Применение развитого формализма к описанию данных, полученных в экспериментах с энергетическим разрешением, сравнимым с  $\Delta W = 2\delta^2/m \sim 30 \text{ МэВ}$ , может приводить к появлению дополнительной структуры в рассчитываемых спектрах.

В предположении нерелятивистской связи между энергией и импульсом и равенства амплитуд упругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния импульсное распределение рассеянных протонов в лаб. системе может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega d\Delta} = 4 |f(\vec{q})|^2 \frac{1}{N!} \left(\frac{q^2}{8\delta^2}\right)^N \exp\left(-\frac{q^2}{8\delta^2}\right), \quad /10/$$

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega d\Delta} = \left(\frac{1}{2P_0 \xi}\right)^2 |f\left(\frac{1}{2}\vec{q}\right)|^4 \left(\frac{4\xi\delta^2}{1+4\xi\delta^2}\right)^2 \left(\frac{1}{1+4\xi\delta^2}\right)^N, \quad /11/$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(1,2)}}{d\Omega d\Delta} = & \left\{ \frac{1}{iP_0 \xi} f(\vec{q}) \left[ f^*\left(\frac{1}{2}\vec{q}\right) \right]^2 + \text{C.C.} \right\} \frac{4\xi\delta^2}{1+4\xi\delta^2} \exp\left(-\frac{q^2\xi}{4+16\xi\delta^2}\right) \times \\ & \times \frac{1}{\left(\frac{1}{2}N\right)!} \left(\frac{q^2}{8\delta^2} \frac{1}{2+8\xi\delta^2}\right)^{\frac{1}{2}N} \exp\left(-\frac{q^2}{8\delta^2} \frac{1}{2+8\xi\delta^2}\right), \quad /12/ \end{aligned}$$

где  $\Delta = |\vec{P}_0| - |\vec{P}'|$ ,  $N$  пробегает все четные значения,

$$\xi = \left(-\frac{d}{d(q^2)} \ln |f(q^2)|^2\right)_{q^2 = \frac{1}{2}q^2}.$$

Выражения /10/, /11/ и /12/ описывают вклады протонов от однократного и двукратного рассеяний и их интерференции, соответственно.

При использовании для описания основного состояния дейтрона функции Хюльгена волновую функцию конечного состояния дейтрона можно выбрать в виде решения уравнения Шредингера с потенциалом Хюльгена для несвязанного состояния  $np$ -системы /18/:

$$\Psi_f = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[ e^{i\vec{k}\vec{r}} + \tilde{f}(k) \frac{e^{ikr} - e^{-\beta r}}{r} \right], \quad /13/$$

где

$$\tilde{f}(k) = \frac{1}{a - ik}, \quad a = \frac{(\beta^2 + k^2)^2}{2\beta(\gamma + \beta)} + \frac{\beta^2 + k^2}{2\beta} - \beta.$$

Окончательные выражения для амплитуды  $F_{fi}(\vec{q})$  протон-дейтронного рассеяния для этой волновой функции приведены в приложении.

Амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния параметризовалась в виде:

$$f(q) = (i+a) \left[ d\sigma/d\Omega(q) / (1+a^2) \right]^{1/2},$$

где  $a$  - усредненное для  $pp$ - и  $pn$ -рассеяний значений отношения реальной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед. В качестве  $d\sigma/d\Omega(q)$  использовались известные данные о дифференциальных сечениях упругого  $pp$ -рассеяния /15/, которые представлялись в виде:

$$\frac{d\sigma(q)}{d\Omega} = \frac{P_0}{\pi} \exp(a + bt + ct^2), \quad t = t(q).$$

Использованные в расчетах значения параметров приведены в табл. 2.

На рис. 4 приведены результаты расчетов, а в табл. 3 - экспериментальные и рассчитанные значения дифференциальных сечений, отвечающие площадям под пиками в импульсных спектрах, а также ширины пиков квазиупругого  $pN$ -рассеяния. Указанные ошибки соответствуют только статистическим погрешностям измерений. Сопоставление результатов численных расчетов с экспериментальными данными позволяет сделать вывод

Таблица 2

Значения параметров амплитуды упругого NN-рассеяния

$P_0, \text{ГэВ}/c$	$a$	$b, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$c, (\text{ГэВ}/c)^{-4}$	$-a$
4,3	4,60	7,40	0	0,42
6,3	4,58	8,10	0	0,38
8,9	4,46	9,62	2,34	0,33

о том, что при использовании функции Хюльтена достигается лучшее согласие, чем для функции Гаусса. Это обусловлено, по-видимому, более "реалистичным" выбором как волновой функции основного состояния дейтрона, так и волновой функции конечного состояния  $pn$ -системы.

Выполненные расчеты показывают, что в спектре протонов от  $pd$ -соударений при  $8,9 \text{ ГэВ}/c$  вклад двукратного NN-рассеяния в область пика, кинематически соответствующего упругому  $pd$ -рассеянию, находится в пределах  $65-75\%$  для разных вариантов расчетов.

Таблица 3

Дифференциальные сечения  $pd$ -рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  для угла  $103 \text{ мрад}$ , в  $\text{мб}/\text{ср}$ , и полные ширины пиков квазиупругого  $pn$ -рассеяния  $\ell$  на половине высоты, в  $\text{МэВ}/c$

$P_0, \text{ГэВ}/c$	$d\sigma/d\Omega$	$(d\sigma/d\Omega)_H^*$	$(d\sigma/d\Omega)_G^{**}$	$\ell$	$\ell_H^*$	$\ell_G^{**}$
4,3	$236,0 \pm 2,8$	247,8	222,0	$65 \pm 3$	57,5	70
6,3	$65,5 \pm 1,3$	78,2	71,5	$73 \pm 5$	72,5	100
8,9	$8,9 \pm 0,3$	9,1	7,6	$116 \pm 4$	100	144

\*Значения дифференциальных сечений  $pd$ -рассеяния и ширины пиков квазиупругого  $pn$ -рассеяния, вычисленные с функцией Хюльтена.

\*\*То же для функции Гаусса.

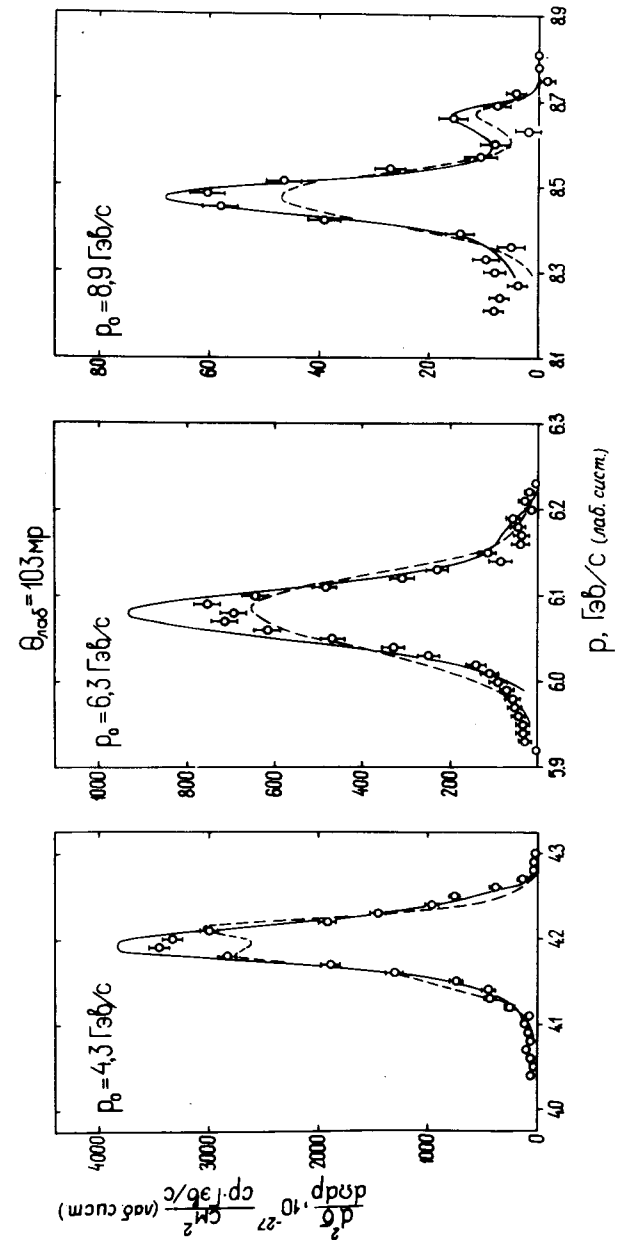


Рис. 4. Высокоимпульсные части спектров протонов от соударений протонов с дейтронами при разных начальных импульсах. Сплошные кривые - результат вычислений с использованием волновой функции Хюльтена, штриховые - с функцией Гаусса.

4.3. pC - спектры. Анализ импульсных спектров протонов от pC - соударений проводился на основе формализма работы /19/, согласно которой импульсное распределение протонов, рассеянных на ядре с атомным номером A, может быть записано в лабораторной системе в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \sum_{n=1}^A N_n(A; \sigma) \int \exp(-iaq) \Phi_n(a) da, \quad /14/$$

где  $N_n$  - эффективное число нуклонов, участвующих в некогерентном рассеянии:

$$N_n(A; \sigma) = \frac{1}{n! \sigma} \int e^{-\sigma T(b)} |\sigma T(b)|^n d^2b, \quad /15/$$

$T(b)$  - проекция распределения плотности вещества в ядре на плоскость прицельного параметра  $b$ ,  $\sigma$  - и  $n$  - полное сечение и кратность NN - рассеяния,  $q$  - переданный 4-импульс.

Характеристическая функция  $\Phi_n(a)$  записывается в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_n(a) = & C^* \left( \frac{1}{\sigma P_0} \right)^{n-1} \left( \frac{1}{1+iaC^*a^*} \right)^n \\ & \times \int \exp \left[ - \frac{iaC^*}{1+iaC^*a^*} \sum_{i=1}^n q_i^2 \right] \delta \left( q - \sum_{i=1}^n q_i \right) \times \\ & \times S(q_1, \dots, q_n) d^2q_1 \dots d^2q_n, \quad /16/ \end{aligned}$$

где  $a^* = E(2M-E)$ ,  $E$  - средняя энергия связи на нуклон в ядре мишени,  $C^* = (1+M^2/2P_0^2)/(2(M-E))$ .

В случае, когда последовательные NN-столкновения происходят без рождения новых частиц,  $S(q_1, \dots, q_n)$  имеет вид:

$$S_n(q_1, \dots, q_n) = \frac{d\sigma}{dq^2}(q_1) \frac{d\sigma}{dq^2}(q_2) \dots \frac{d\sigma}{dq^2}(q_n) \delta \left( q - \sum_{i=1}^n q_i \right). \quad /17/$$

В случае, когда в  $n$ -кратном NN-рассеянии  $\ell$  раз наблюдается рождение адронов

$$\begin{aligned} S_{n,\ell}(q_1, \dots, q_n) = & \frac{d^2\sigma}{dq^2 dM^2}(q_1, M_1) \dots \frac{d^2\sigma}{dq^2 dM^2}(q_\ell, M_\ell) \\ & \times \frac{d\sigma}{dq^2}(q_{\ell+1}) \dots \frac{d\sigma}{dq^2}(q_n) \delta \left( q - \sum_{i=1}^n q_i \right), \quad /18/ \end{aligned}$$

где  $d\sigma/dq^2$  - дифференциальное сечение упругого NN-рассеяния,  $d^2\sigma/dq^2 dM^2$  - дифференциальное сечение рождения адрона с массой  $M$  в NN-столкновениях.

При численных расчетах амплитуда упругого NN-рассеяния параметризовалась так же, как и при интерпретации pd-спектров. Распределение плотности вещества в ядре углерода описывалось формулой Вудса-Саксона с параметрами, приведенными в /20/. Средняя энергия связи на нуклон в ядре углерода полагалась равной 10 МэВ. Поправки, связанные с учетом принципа Паули и наличием двухчастичных корреляций, не вводились. Учитывались NN-рассеяния с кратностью до четырех включительно, происходящие без рождения новых частиц. Вклад кратных NN-рассеяний, происходящих с рождением адронов, оценивался путем экстраполяции измеренных непрерывных распределений протонов от неупругих процессов в область наблюдаемых пиков до кинематической границы процесса  $p+C \rightarrow p+C+\pi$ .

Развитая в работе /19/ модель применима вне области дифракционного конуса упругого протон-ядерного рассеяния, и поэтому в расчетах вклад от когерентного pC - рассеяния не учитывался.

На рис. 5 приведены результаты расчетов. Сопоставление их с экспериментальными данными показывает, что рассчитанные распределения удовлетворительно воспроизводят экспериментальные спектры. Видно также, что с увеличением начального импульса возрастает относительный вклад в спектр протонов, испытавших NN -рассеяния высокой кратности.

В табл. 4 приведены рассчитанные и экспериментальные значения дифференциальных сечений, отвечающие

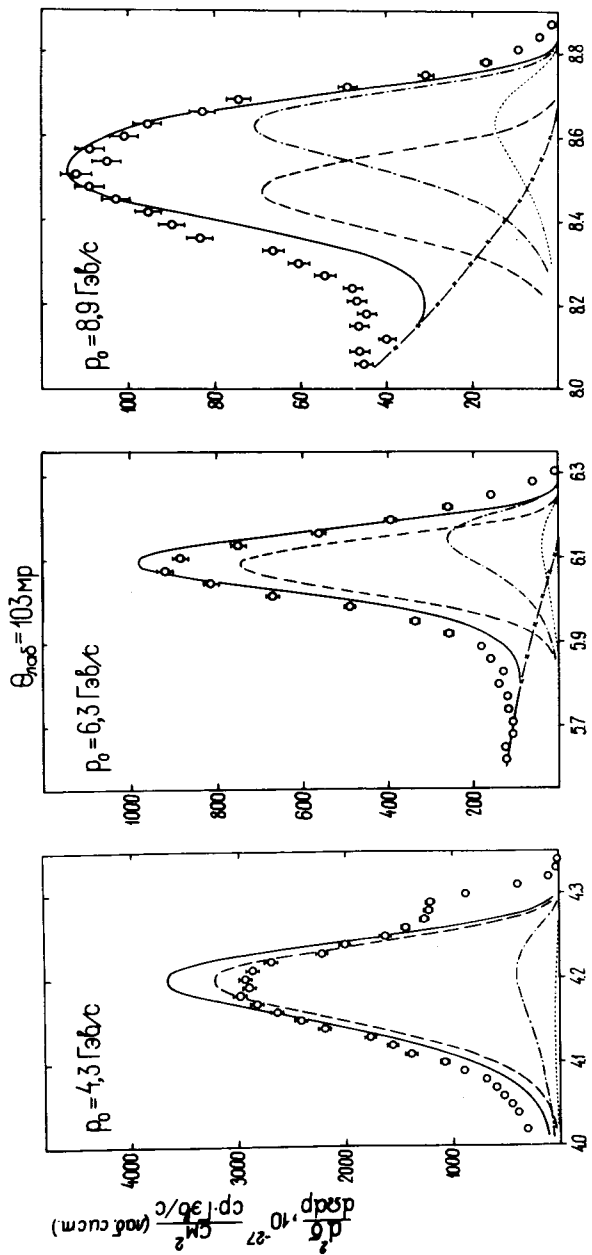


Рис. 5. Высокоимпульсные части спектров протонов от соударений протонов с ядрами углерода при разных начальных импульсах. Штриховая кривая - результат вычислений вклада протона, испытывающих однократные pN-рассеяния, штрих-пунктирная - двухкратные pN-рассеяния, пунктирная кривая - трехкратные pN-рассеяния, сплошная кривая - результат экстраполяции неупругих частей экспериментальных спектров в область пиков от кванта упругого рассеяния. Сплошная кривая - результат суммирования вкладов от рассеяний различной кратности.

площадям под пиками в спектрах для интервала импульсов регистрируемых протонов  $P > P_{гр}$ . Сравнение рассчитанных значений с экспериментальными показывает их общее согласие в пределах 10-15%.

Таблица 4  
Дифференциальные сечения процесса  $p + C \rightarrow p + X$  для угла  $103 \text{ мрад}$

$P_0, \text{ГэВ/с}$	$P_{гр}, \text{ГэВ/с}$	$d\sigma/d\Omega, \text{ мб/ср}$	
		Эксперимент	Расчёт
4,3	4,06	457,2 $\pm$ 9,1	429,4
6,3	5,9	211,6 $\pm$ 5,6	176,6
8,9	8,24	45,0 $\pm$ 1,6	40,6

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В настоящих экспериментах измерены под углом  $103 \text{ мрад}$  импульсные спектры протонов, испущенных в pp-, pd- и pC-соударениях при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. В высокоимпульсной части pd-спектра при 8,9 ГэВ/с обнаружены два пика, положения которых кинематически соответствуют упругим pp- и pd-рассеяниям.

Из анализа спектров протонов от pp-соударений определены сечения образования нуклонных резонансов.

Высокоимпульсные части pd- и pC-спектров удалось удовлетворительно воспроизвести в рамках модели многократного дифракционного рассеяния. Лучшее согласие рассчитанных распределений вторичных протонов от pd-соударений с экспериментальными данными достигается при описании начального и конечного состояний дейтрона волновыми функциями, являющимися решениями уравнения Шредингера с потенциалом Хьюльена для связанного и несвязанного состояний np-системы. Согласно расчетам, вклад двукратного pN-рассеяния в область пика, кинематически отвечающего упругому pd-рас-

сеянию при 8,9 ГэВ/с, составляет 65-75%. Расчеты рС - спектров показали, что в рС - соударениях заметный вклад дают NN-рассеяния более высокой кратности, чем в рd-соударениях.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражения для амплитуды  $F_{fi}(\vec{q})$  протон-дейтронного рассеяния при описании основного состояний дейтрона функцией Хюльтена

Запишем функцию Хюльтена в виде:

$$\Psi_i = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \frac{e^{-\epsilon_i r}}{r}, \quad /П.1/$$

где  $C_1 = 1, C_2 = -1, \epsilon_1 = \gamma, \epsilon_2 = \beta$ .

Подставляя /П.1/ и /13/ в /8/, получаем амплитуду  $F_{fi}(\vec{q})$  протон-дейтронного рассеяния, которая может быть записана в виде:

$$F_{fi}(\vec{q}) = F_1(\vec{q}) + F_2(\vec{q}),$$

где  $F_1(\vec{q})$  - амплитуда однократного,  $F_2(\vec{q})$  - амплитуда двукратного рассеяния, выражения для которых имеют вид:

$$F_1(\vec{q}) = f(\vec{q}) [ \Phi_d(\vec{k} - \vec{q}/2) + \Phi_d(\vec{k} + \vec{q}/2) + A_{F_1}(\epsilon_i; k) + iB_{F_1}(\epsilon_i; k) ],$$

где  $\Phi_d(\vec{q})$  - фурье-образ волновой функции основного состояния дейтрона.

$$\Phi_d(\vec{k} - \frac{\vec{q}}{2}) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{i=1}^2 C_i \frac{1}{(\vec{k} - \vec{q}/2)^2 + \epsilon_i^2},$$

$$\Phi_d(\vec{k} + \frac{\vec{q}}{2}) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{i=1}^2 C_i \frac{1}{(\vec{k} + \vec{q}/2)^2 + \epsilon_i^2},$$

$$A_{F_1}(\epsilon_i; k) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{2}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \left[ \frac{a}{a^2 + k^2} A_1(\epsilon_i; k) + \frac{k}{a^2 + k^2} B_1(\epsilon_i; k) \right],$$

$$B_{F_1}(\epsilon_i; k) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{2}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \left[ \frac{a}{a^2 + k^2} B_1(\epsilon_i; k) - \frac{k}{a^2 + k^2} A_1(\epsilon_i; k) \right],$$

$$A_1(\epsilon_i; k) = \frac{4\pi}{q} \left[ \arctg \frac{k+q/2}{\epsilon_i} - \arctg \frac{k-q/2}{\epsilon_i} - 2 \arctg \frac{q}{2(\epsilon_i + \beta)} \right],$$

$$B_1(\epsilon_i; k) = \frac{4\pi}{q} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(k-q/2)^2 + \epsilon_i^2}{(k+q/2)^2 + \epsilon_i^2} \right];$$

$$F_2(\vec{q}) = F_{21}(\vec{q}) + F_{22}(\vec{q}), \quad \text{где}$$

$$F_{21}(\vec{q}) = \frac{2\pi i}{P_0} \left[ f\left(\frac{1}{2}\vec{q}\right) \right]^2 \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \left[ \arctg \frac{k}{\epsilon_i} - \frac{1}{2} \ln(k^2 + \epsilon_i^2) \right],$$

$$F_{22}(\vec{q}) = \frac{2\pi i}{P_0} \left[ f\left(\frac{1}{2}\vec{q}\right) \right]^2 [A_{F_2}(\epsilon_i; k) + iB_{F_2}(\epsilon_i; k)],$$

$$A_{F_2}(\epsilon_i; k) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \left[ \frac{a}{a^2 + k^2} A_2(\epsilon_i; k) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{k}{a^2 + k^2} B_2(\epsilon_i; k) ], \\
B_{F_2}(\epsilon_i; k) = & \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^2 C_i \left[ \frac{a}{a^2 + k^2} B_2(\epsilon_i; k) - \right. \\
& \left. - \frac{k}{a^2 + k^2} A_2(\epsilon_i; k) \right],
\end{aligned}$$

$$A_2(\epsilon_i; k) = \frac{\epsilon_i}{2} \ln(\epsilon_i^2 + k^2) - (\epsilon_i + \beta) \ln(\epsilon_i + \beta) - k \operatorname{arctg} \frac{k}{\epsilon_i},$$

$$B_2(\epsilon_i; k) = \epsilon_i \operatorname{arctg} \frac{k}{\epsilon_i} + \frac{k}{2} \ln(\epsilon_i^2 + k^2).$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cocconi G. e.a. *Phys.Rev.*, 1962, 126, p. 277.
2. Allaby J.V. e.a. *Phys.Lett.*, 1969, 30B, p. 549.
3. Amaldi U. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, B39, p. 39.
4. Ажгирей Л.С. и др. *ЖЭТФ*, 1957, 33, с. 1185.
5. Sutter R.J. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 19, p. 1189.
6. Edelstein R.M. e.a. *Phys.Rev.*, 1972, D5, p. 1073.
7. Allaby J.V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, B52, p. 316.
8. Bertini R. e.a. *Phys.Lett.*, 1973, 45B, p. 119.
9. Alkhasov G.D. e.a. *Nucl.Phys.*, 1976, A274, p. 443.
10. Klouning A., Kofoed-Hansen O., Schlüpmann K. *Nucl.Phys.*, 1973, B54, p. 29.
11. Сименко А.Г. *Укр.физ.журнал*, 1959, 4, с. 152.
12. Glauber R.J. In "Lectures in Theor. Phys.", vol. 1, ed. by W.E.Brittin and L.G.Dunham (Interscience, New York, 1959), p. 315.
13. Franco V., Glauber R.J. *Phys.Rev.*, 1962, 142, p. 1195.
14. Glauber R.J., Kofoed-Hansen O., Margolis B. *Nucl.Phys.*, 1971, B30, p. 220.
15. Kofoed-Hansen O. *Nucl.Phys.*, 1972, B39, p. 61.

14. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, P1-9265, Дубна, 1975.
15. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, 1-10842, Дубна, 1977.
16. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1027.
17. Benary O., Price R.L., Alexander G. LBL Report No. URCL-20000 NN, 1970.
18. Fox G.C., Quigg C. UCRL-20001, 1970.
19. Bradamante F. e.a. *Nucl.Phys.*, 1971, B28, p. 34.
20. Сименко А.Г., Тартаковский В.К. *Лекции по теории ядра*. М., Атомиздат, 1972.
21. Kofoed-Hansen O. *Nucl.Phys.*, 1973, B54, p. 42.
22. Elton R.R.V. *Nuclear Sizes*. Oxford University Press, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 апреля 1978 года.