А-615

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

19/VI-78

Р2 - 11314

Н.С.Амелин, Г.И.Лыкасов

О МЕХАНИЗМЕ НЕУПРУГОГО p–d РАССЕЯНИЯ НАЗАД

1978

Р2 - 11314

Н.С.Амелин, Г.И.Лыкасов

О МЕХАНИЗМЕ НЕУПРУГОГО $p-d$ РАССЕЯНИЯ НАЗАД

Направлено в ЯФ

Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. P2 - 11314

О механизме неупругого p–d рассеяния назад

Исследуется неупругое p–d рассеяние назад на примере реакции $pd \to ppn$ при энергии налетающих протонов $T_0 = 1$ ГэВ.
Анализируется вклад однократных и двукратных упругих столкновений в инвариантное сечение данной реакции. Показано, что основной вклад в инвариантное сечение протонов, рассеянных в заднюю полусферу с большим импульсом ($p \geq 0{,}2$ ГэВ/с), дают "треугольные" диаграммы с однопионным обменом.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Amelin N.S., Lykasov G.I. P2 - 11314

On the Mechanism of Inelastic p–d Backward Scattering

The inelastic p–d backward scattering at high energy is investigated. The contributions of the single and double nucleon-nucleon elastic scattering are analysed. It is discussed as well as for the elastic p–d scattering [2-5] the possibility of the one-pion-exchange. For example the backward reaction $pd \to ppn$ at the proton energy $T_0 = 1$ GeV is considered. It is shown that the approximation of the single and double N–N scattering does not describe the experimental data on the invariant cross section at large momentum of the scattered protons $p \geq 0.2$ GeV/c. The "triangle" graphs with the one-pion-exchange (Fig. 2) at $p \geq 0.2$ GeV/c give the main contribution to this cross section. It is shown that this contribution is proportional to the energy spectra of pions $d\sigma/dT_\pi$. One has the resonance character at $T_\pi \simeq 0.1$ GeV. The inclusion of the "triangle" graphs with the one-pion-exchange allows one to describe the invariant cross section of the inelastic backward p–d scattering (see Figs. 3,4).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В последние годы возрос интерес к исследованию взаимодействия адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях. Особое внимание было направлено на изучение импульсных распределений адронов в адрон-ядерных и ядерно-ядерных соударениях, рассеянных в заднюю полусферу в л.с., с энергией, превышающей кинематический предел в свободных адрон-адронных столкновениях. Одна из причин пристального внимания к данному вопросу - проверка гипотезы так называемого кумулятивного эффекта [1].

В связи с этим возникает вопрос, можно ли, не вводя новых модельных представлений об адрон-ядерном взаимодействии, объяснить ряд экспериментальных фактов об адрон-ядерном рассеянии на большие углы.

В настоящей работе исследуется механизм неупругого p–d рассеяния в заднюю полусферу на примере реакции $pd \to ppn$ при энергии налетающих протонов $T_0 = 1$ *ГэВ*. Анализируется вклад однократного и двукратного N–N столкновений в импульсное распределение протонов, вылетевших назад, а также возможность однопионного обмена в данной реакции. Показывается, что, как и для упругого p–d рассеяния назад [2-5], механизм однопионного обмена дает основной вклад в инвариантное сечение протонов, рассеянных в заднюю полусферу с импульсом $p \geq$ 0,2 *ГэВ/с*.

Амплитуду реакции $pd \to ppn$ с учетом однократных N–N рассеяний */рис. 1/* и "треугольной" диаграммы */рис. 2/* с однопионным обменом запишем в виде

$$F_d = F_d^{(1)} + F_d^{(2)} + F_d^{(3)} , \qquad /1/$$

где $F_d^{(1)} = \Phi_0(p_3)F_{pn}(Q)$ - вклад однократного p–n рассеяния /*рис. 1а*/ [6]; $F_d^{(2)} = \Phi_0(p_2)F_{pp}(Q)$ - вклад однократного p–p рассеяния /*рис. 1б*/ [6]; Φ_0 - фурье-образ волновой функции дейтрона; F_{pp}, F_{pn} - амплитуды свободного p–p и p–n рассеяний /в л.с./ соответственно; $Q = p_0 - p_1$ - переданный трехимпульс; p_0, p_1 - трехимпульсы налетающего и рассеянного протонов; p_3, p_2 - трехимпульсы протона и нейтрона развалившегося дейтрона соответственно; $F_d^{(3)}$ - вклад "треугольной" диаграммы /*рис. 2*/.

Амплитуду F_d нормируем, как и в работе [6], следующим образом:

$$\mathcal{F}_d = \sqrt{(2\pi)^3 M_d}\, F_d ;$$

дифференциальное сечение рассматриваемой реакции

$$\frac{d\sigma}{d^3p_1\; d^3p_2\, d^3p_3} = \frac{1}{4M_d p_0} |\mathcal{F}_d|^2 \delta(p_0 - p_1 - p_2 - p_3) \times$$

$$\times \frac{\delta(M_d + E(p_0) - E(p_1) - E(p_2) - E(p_3))}{(2\pi)^5\, 2E(p_1) 2E(p_2)\, 2E(p_3)} ,$$

где $M_d \approx 2m$ - масса дейтрона, m - масса нуклона.

Для $F_d^{(3)}$ можно записать следующее выражение [6] :

$$F_d^{(3)} = -\frac{1}{(2\pi)^3} \int \Phi_0(k) f_\pi\, (p_0 - q) G(k)\, F^\pi(q) g \frac{d^3k}{4E(k)E(q)} . \qquad /2/$$

Здесь

$$G(k) = [M_d + E(p_0) - E(-k) - E(q) - E(p_1) - E(p_2) + i\epsilon]^{-1} -$$

свободная функция Грина в нековариантном формализме Ватсона; f - амплитуда реакции $pN \to \pi NN$ на массовой поверхности; $F^\pi(q)$ - формфактор, учитывающий

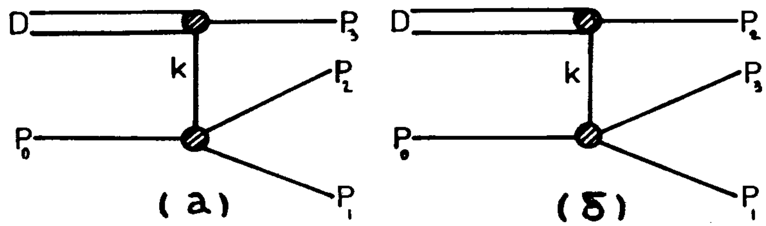

Рис. 1. Диаграммы однократного N–N *рассеяния в реакции* pd → ppn .

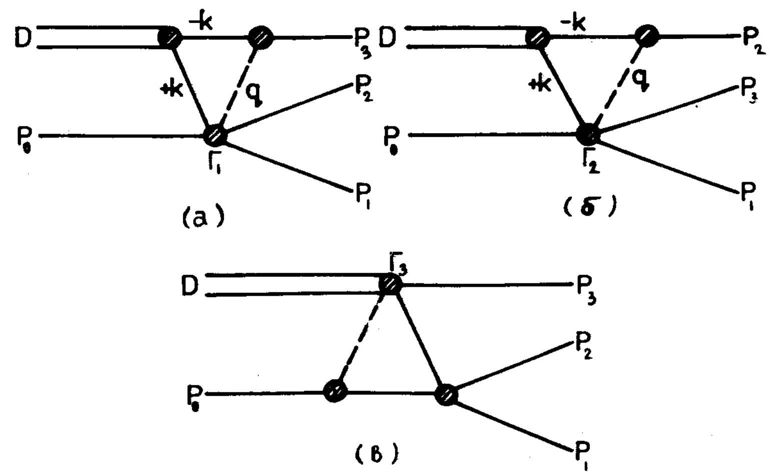

Рис. 2. "Треугольные" диаграммы с однопионным обменом.

внемассовость π-мезона; g - константа сильной связи /$g^2/4\pi$ = 14,7/; k - трехимпульс нуклона внутри дейтрона; $q = p_3 - k$ - трехимпульс промежуточного π-мезона. $G(k)$ можно представить в линеаризованном по k виде [6]:

$$G(k) \sim [\lambda + \vec{v}_3 \vec{k} + i\epsilon]^{-1} ,$$

где

$$\vec{v}_3 = \frac{\vec{p}_3}{E_\pi(p_3)}, \quad \lambda = -m + E_N(p_3) - E_\pi(p_3),$$

$$E_N(p_3) = \sqrt{p_3^2 + m^2}, \quad E_\pi(p_3) = \sqrt{p_3^2 + \mu^2},$$

μ - масса π-мезона.

Тогда выражение /2/ запишется в виде

$$F_d^{(3)} = -\frac{g}{(2\pi)^3} \int \frac{\Phi_0(k) f_\pi(\vec{p}_0 - \vec{p}_3 + \vec{k}) F^\pi(\vec{p}_3 - \vec{k}) d^3k}{4E(k) E_\pi(p_3 - k)[\lambda + \vec{v}_3 \vec{k} + i\epsilon]}. \qquad /3/$$

Учитывая, что $\Phi_0(k)$ - резко спадающая с ростом k функция, амплитуду $f_\pi(p_0 - p_3 + k)$ можно вынести из-под знака интеграла при $k = 0$. Формфактор тоже выносим из-под знака интеграла при среднем значении внутридейтронного импульса $k = k_0$. Расчеты показали, что окончательный результат, т.е. инвариантное сечение исследуемой реакции, мало чувствителен к варьированию k_0 в пределах k_0 = /100 ÷150/ *МэВ/с*.

Тогда после простых преобразований получим

$$F_d^{(3)} = \frac{i g f_\pi(\vec{p}_0 - \vec{p}_3) F^\pi(k_0)}{(2\pi)^{3/2} 4 p_3 m} I_1, \qquad /4/$$

где

$$I_1 = \int_0^\infty e^{iax} \Phi_0(x) dx, \quad a = (-m + E_N(p_3) - E_\pi(p_3)) \frac{E_\pi(p_3)}{|\vec{p}_3|}.$$

Инвариантное сечение протонов с импульсом p_3 в рассматриваемой реакции $pd \to ppn$ в л.с. можно записать в виде

$$\frac{1}{p_3 \sigma_{tot}^{pd}} \cdot \frac{d\sigma}{dT_3 d\Omega} = \frac{E_N(p_3)}{\sigma_{tot}^{pd}} \cdot \frac{d\sigma}{d^3 p_3}, \qquad /5/$$

где

$$\frac{d\sigma}{d^3 p_3} = \int \frac{|\mathcal{F}_d|^2 p_2 d\Omega_2}{(2\pi)^5 4 M_d p_0 8 E_N(p_1) E_N(p_3)}. \qquad /6/$$

Амплитуды упругого N–N рассеяния нормированы, как и в работе [6]:

$$\sigma_{tot,NN}^{el} = \frac{1}{4 m p_0} \int |F_{NN}|^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2 \delta(p_0 - p_1 - p_2) \delta(E_0 + m - E_1 - E_2)}{(2\pi)^2 2E_1 2E_2}, \qquad /7/$$

$\sigma_{tot,NN}^{el}$ - полное сечение упругого N–N рассеяния.

Импульсное распределение $\frac{d\sigma}{d^3 p_3}$, согласно вышесказанному, можно разбить на следующие части:

$$\frac{d\sigma}{d^3 p_3} = \frac{d\sigma^{(1)}}{d^3 p_3} + \frac{d\sigma^{(2)}}{d^3 p_3} + \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3 p_3} + \frac{d\sigma^{(inter)}}{d^3 p_3},$$

где $\frac{d\sigma^{(1)}}{d^3 p_3}$ - сечение, обусловленное однократным p–n рассеянием, $\frac{d\sigma^{(2)}}{d^3 p_3}$ - сечение, обусловленное однократным p–p рассеянием, $\frac{d\sigma^{(3)}}{d^3 p_3}$ - сечение, обусловленное вкладом "треугольных" диаграмм с однопионным обменом /*рис. 2*/, $\frac{d\sigma^{(inter)}}{d^3 p_3}$ - все интерференционные члены.

Подставляя выражение для $F_d^{(1)}$ в /6/ и используя /7/, получаем для $d\sigma^{(1)}/d^3 p_3$

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d^3 p_3} = \frac{m}{E_N(p_3)} \cdot \Phi_0^2(p_3) \cdot \sigma_{tot,pn}^{el}. \qquad /8/$$

Из выражения /8/ видно, что импульсное распределение, обусловленное только однократным p–n соударением, с ростом p_3 резко спадает пропорционально $\Phi_0^2(p_3)$.

Для $\frac{d\sigma^{(2)}}{d^3p_3}$ аналогичным образом получаем

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d^3p_3} = \frac{1}{(2\pi)^2 16 p_0 E_N(p_3)} \int \Phi_0^2(p_2)|F_{pp}(Q)|^2 \frac{p_2 d\cos\theta_2}{E(p_1)}. \qquad /9/$$

Так как протоны с импульсом p_3 вылетают в заднюю полусферу, то упругое p–p рассеяние при вычислении $\frac{d\sigma^{(2)}}{d^3p_3}$ /см. *рис. 1б*/ необходимо рассматривать как упругое рассеяние налетающего протона на движущемся внутри дейтрона протоне. Амплитуду $F_{pp}(Q)$ в /9/ удобнее рассматривать в с.ц.м. Как известно из экспериментальных данных [7], дифференциальное сечение упругого N–N рассеяния назад в с.ц.м. при $T_0 \gtrsim 1$ *ГэВ* хорошо аппроксимируется экспоненциальной Q^2 -зависимостью. Поэтому в нашем случае амплитуду упругого p–p столкновения в с.ц.м. $f^c_{pp}(Q)$ возьмем в виде [7]

$$f^c_{pp}(Q) = f^c_{pp}(0)e^{-Q_c^2 b/2},$$

$$\vec{Q}_c = \frac{\vec{p}_0-\vec{k}}{2} - \frac{\vec{p}_1-\vec{p}_3}{2} = \vec{p}_3 + \frac{\vec{p}_2-\vec{k}}{2} = \vec{p}_3 + \frac{\vec{p}_2}{2} - \frac{k_0}{2},$$

т.е. переданный трехимпульс Q_c берем при среднем внутридейтронном импульсе k_0

$$f^L_{pp}(0) = \frac{p_0}{p_c} f^c_{pp}(0), \qquad f^c_{pp}(0) = \frac{i+\alpha}{4\pi} p_c \sigma_{tot,pp},$$

где $f^{(0)}_{pp}$ - амплитуда упругого p–p рассеяния в л.с., $Q^2 = 0$; p_c, p_0 - импульсы налетающего протона в с.ц.м. и л.с. соответственно; $\alpha = \mathrm{Re}\, f^c(0)/\mathrm{Jm}\, f^c(0)$; $\sigma_{tot,pp}$ - полное сечение упругого p–p рассеяния.

Амплитуда $F_{pp}(Q)$, входящая в /9/, связана с f^L_{pp} следующим образом:

$$F_{pp}(Q) = 8\pi\sqrt{m p_0 E(p_2)/p_1}\; f^L_{pp}(Q).$$

Как показали вычисления, значения /9/ при всех p_3 меньше /8/, т.е.

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d^3p_3} \lesssim 0.1 \frac{d\sigma^{(1)}}{d^3p_3}.$$

Из вышесказанного следует, что вклад однократного N–N соударения в $d\sigma^{(3)}/d^3p_3$ резко спадает с ростом импульса p_3. Далее заметим, что упругое N–N перерассеяние в данной реакции даст пренебрежимо малый вклад в искомое сечение при рассеянии протонов на большие углы / θ = 90°÷180°/ в л.с., так как из-за малой внемассовости нуклонов внутри дейтрона оно незначительно отличается от упругого свободного N–N рассеяния, в котором рассеяние нуклонов назад в л.с. кинематически запрещено.

Если амплитуду f_π нормировать следующим образом в л.с.:

$$d\sigma_\pi = (2\pi)^4 \delta(p_0 - q - p_1 - p_2)\,\delta(+E(p_0)+m-E(q)-E(p_1)-E(p_2)) \times$$

$$\times \frac{|f_\pi|^2}{4 m p_0 E(q) E(p_1) E(p_2)} \cdot \frac{d^3p_1\, d^3p_2\, d^3p_3}{(2\pi)^3}, \qquad /10/$$

то, подставляя /4/ в /6/, для $d\sigma^{(3)}/d^3p_3$ получаем:

$$\frac{d\sigma^{(3)}}{d^3 p_3} = \frac{g^2\, mE_\pi(p_3)[F^\pi(p_3-k_0)]^2}{8p_3^2 E_N(p_3)}|I_1|^2\,\frac{1}{p_3\, E_\pi(p_3)}\times$$

/11/

$$\times\frac{d\sigma_\pi}{dT_\pi\, d\cos\theta} \simeq \frac{g^2 m[F^\pi(p_3-k_0)]^2}{8p_3^3 E_N(p_3)(c_2-c_1)}|I_1|^2\,\frac{d\sigma_\pi}{dT_\pi}.$$

Здесь (c_1, c_2) - интервал интегрирования сечения по $d\cos\theta$, он выбирался, как и в работе [10]; $(c_1, c_2) =$ $= /-1,0,\ -0,67/;\ /-0,67,\ -0,33/;$ $\frac{d\sigma_\pi}{dT_\pi}$ - энергетическое распределение π -мезонов /на массовой поверхности/ в реакции $PN\to\pi NN$;

$$T_\pi = E(q_\pi)-\mu = E_N(p_3)-E(k)-\mu \simeq E_N(p_3)-m-\mu -$$

- кинетическая энергия π -мезона на массовой поверхности. Заметим, что минимальное значение $E_N^{min}(p_3)$ равно

$$E_N^{min}(p_3) = m+\mu,$$

что следует из закона сохранения $E(k)+E(q_\pi)=E(p_3)$ при $q_\pi\approx 0$.

Проанализируем более детально "треугольные" диаграммы с однопионным обменом /*рис. 2*/.

В вершине Γ_1 /*рис. 2а*/ могут быть амплитуды следующих процессов:

а/ $pp\to\pi^+ pn$; б/ $pn\to\pi^\circ pn$.

А в вершине Γ_2 /*рис. 2б*/ могут быть амплитуды таких процессов, как:

в/ $pp\to\pi^\circ pp$; г/ $pn\to\pi^- pp$.

Из возможных процессов а/-г/ наибольший вклад дают в сечение реакции $pd\to ppn$ процессы а/, б/. Объясняется это следующим. В выражение $d\sigma^{(3)}/d^3p_3$ войдет энергетический спектр π -мезонов, если рассматривать диаграмму /2а/, как в /11/, или энергетический спектр протонов $d\sigma_\pi/dT_p$, если учитывать диаграмму /2б/ процесса $pN\to\pi NN$. Но так как при рассматриваемой энергии $T_0 \simeq 1$ *ГэВ* $\frac{d\sigma_\pi}{dT_\pi} \gg \frac{d\sigma_\pi}{dT_p}$ [8], то вкладом диаграммы /2б/ в инвариантное сечение искомой реакции пренебрегаем. Вкладом "треугольной" диаграммы /2в/ в сечение /6/ тоже можно пренебречь, т.к. полные сечения реакций $\pi^+ d\to pp$, $\pi^\circ d\to pn$, которые могут быть в вершине Γ_3, малы по сравнению с сечениями процессов $pp\to\pi^+ pn$, $pn\to\pi^\circ pn$ соответственно /например, $\sigma_{\pi^+ d\to pp}$ ~3% от $\sigma_{pp\to\pi^+ pn}$ / [8].

Учитывая вышесказанное, вместо /11/ можно написать

$$\frac{d\sigma^{(3)}}{d^3p_3} = \frac{g^2 m[F^\pi(p_3-k_0)]^2|I|^2}{8p_3^3 E_N(p_3)}\times$$

/12/

$$\times\left[\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+ pn}}{dT_\pi} + \frac{d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}}{dT_\pi}\right].$$

Энергетический спектр $d\sigma_{pp\to\pi^+ pn}/dT_\pi$ при $T_0 \simeq 1$ *ГэВ* брался из работы [8]. Он имеет резонансный характер с максимумом при $T_\pi \simeq 100\div 110$ *МэВ/с*. Из выражения /12/ видно, что поведение $\frac{d\sigma^{(3)}}{d^3p_3}$ полностью определяется резонансным поведением дифференциального сечения $d\sigma_{pN\to\pi NN}/dT_\pi$. Поскольку нет экспериментальных данных о $d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}/dT_\pi$ при $T_0\approx 1$ *ГэВ*, то этот спектр брался в виде $d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}/dT_\pi =$ $= 0{,}21\, d\sigma_{pp\to\pi^+ pn}/dT_\pi$, исходя из соотношения между полными сечениями процессов

$$pp \to \pi^+ pn, \quad pn \to \pi^\circ pn \quad (\sigma^{tot}_{pp\to\pi^+pn} \simeq 0{,}21\,\sigma^{tot}_{pn\to\pi^\circ pn}).$$

В качестве формфактора F^π брался формфактор Феррари-Селлери [9], как и в работе [5]:

$$F^\pi = \left(1 - \frac{q_\pi^2 - \mu^2}{60\mu^2}\right)^{-1},$$

где q_π - четырехимпульс внемассового π-мезона $(q_\pi^2 = E^2(q) - q^2)$,

$$F^\pi(k_0) = \left[1 + \frac{m(E_N(p_3) - m) + p_3 k_0 + \mu^2/2}{30\mu^2}\right]^{-1}.$$

Для интерференционного члена в приближении однократного рассеяния получаем

$$\frac{d\sigma^{(inter.1,2)}}{d^3p_3} = \frac{2m\Phi_0(p_3)}{E_N(p_3)} \int \Phi_0(p_2) F^*_{pn} F_{pp}\, d\Omega_2 .$$

При вычислении остальных членов интерференции амплитуда реакции $pN \to \pi NN$ считалась чисто мнимой, так как неизвестно отношение $\mathrm{Re} f_\pi / \mathrm{Jm} f_\pi$. Выражения для $d\sigma^{(inter.1,2;3,4)}/d^3p_3$ и $d\sigma^{(inter.3,4)}/d^3p_3$ приведены в *Приложении.*

Тогда весь интерференционный член, входящий в полное выражение для $d\sigma/d^3p_3$, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma^{(inter.)}}{d^3p_3} = \frac{d\sigma^{(inter.1,2)}}{d^3p_3} + \frac{d\sigma^{(inter.1,2;3,4)}}{d^3p_3} + \frac{d\sigma^{(inter.3,4)}}{d^3p_3} .$$

В работе [10] приведены экспериментальные данные об инвариантном сечении $\frac{1}{p\,\sigma^{pd}_{tot}} \cdot d\sigma/dT\, d\cos\theta$ при $T_0 \simeq 1$ *ГэВ*, проинтегрированном по $d\cos\theta$ в разных интервалах (c_1, c_2), в зависимости от инвариантной переменной $x = T/T_{max}$, где T - кинетическая энергия регистрируемых протонов в реакции $pd \to ppn$, а T_{max} - кинетическая энергия рассеянных под тем же углом протонов в упругом $p\text{-}d$ столкновении.

Для сравнения с экспериментом рассчитывалась величина

$$\frac{1}{p_3\,\sigma^{pd}_{tot}} \cdot \frac{d\sigma}{dT_3\, d\cos\theta} = \frac{E_N(p_3)}{\sigma^{pd}_{tot}} \int \frac{d\sigma}{d^3p_3}\, d\phi ,$$

проинтегрированная по $d\cos\theta$ в интервалах (c_1, c_2): /-1,-0,67/, см. *рис. 3*, /-0,67,-0,33/, см. *рис. 4*, как и в работе [10].

На *рис. 3,4* проведено сравнение теоретических и экспериментальных [10] значений инвариантного сечения в зависимости от x для двух указанных интервалов по $\cos\theta$. Пунктирная кривая на *рис. 3,4* - сечение в приближении только однократного $N-N$ рассеяния; сплошная кривая - сечение с учетом как однократных $N-N$ столкновений, так и "треугольной" диаграммы с однопионным обменом /*рис. 2а*/.

В качестве волновой функции дейтрона использовалась функция Мак Ги с учетом Д-волны [11].

Спиновой зависимостью амплитуд $N-N$ и $pN \to \pi NN$ рассеяний, как ясно из вышеизложенного, пренебрегалось.

Из *рис. 3,4* видно, что приближение однократного $N-N$ рассеяния совершенно не описывает экспериментальное поведение сечения при $x > 0{,}2$, что соответствует $p_3 \gtrsim 0{,}2$ *ГэВ/с*. Учет "треугольных" диаграмм с однопионным обменом дает вполне удовлетворительное согласие теории с экспериментом во всей области изменения x. Кроме того, *рис. 3,4* показывают, что при $x > 0{,}2$ / $p_3 \gtrsim 0{,}2$ *ГэВ/с*/ основной и определяющий

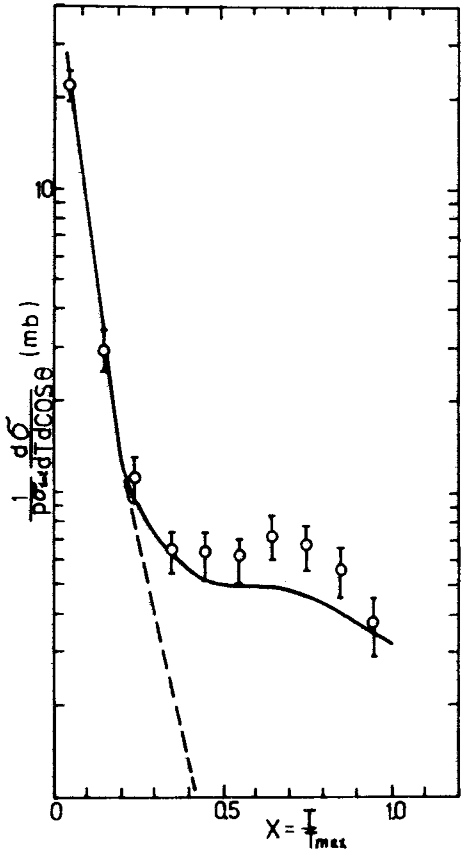

Рис. 3. Зависимость инвариантного сечения от x, *проинтегрированного по* $d\cos\theta$ *в интервале /-1,-0,67/.*

форму кривой сечения вклад в $\frac{1}{p_3 \sigma^{pd}_{tot}} d\sigma/dT_3 d\cos\theta$ дает "треугольная" диаграмма */рис. 2а/.*

Заметим, что используемые выше приближения относительно поведения амплитуд f_{NN} и f_π справедливы лишь при рассеянии протонов в реакции $pd \to ppn$ в заднюю полусферу. Поэтому для анализа искомого инвариантного сечения в интервале по $\cos\theta(-0{,}33 \div 0)$ используемые приближения крайне некорректны. Представляется интересным исследовать, дает ли вышеописанный "треугольный" механизм такое же удовлетворительное согласие теории с экспериментом в области $\cos\theta = -0{,}33 \div 0$.

Таким образом, один из возможных механизмов, объясняющий поведение инвариантного сечения протонов в реакции $pd \to ppn$ при $T_0 \simeq 1$ *ГэВ,* рассеянных в заднюю полусферу с большим импульсом $P_3 \geq 0{,}2$ *ГэВ/с,* - это "треугольные" диаграммы с однопионным обменом. Этот же механизм нетрудно обобщить и на неупругие инклюзивные реакции $pd \to pX$.

Как указывалось выше, внемассовость π-мезона учитывалась с помощью формфактора Феррари-Селлери,

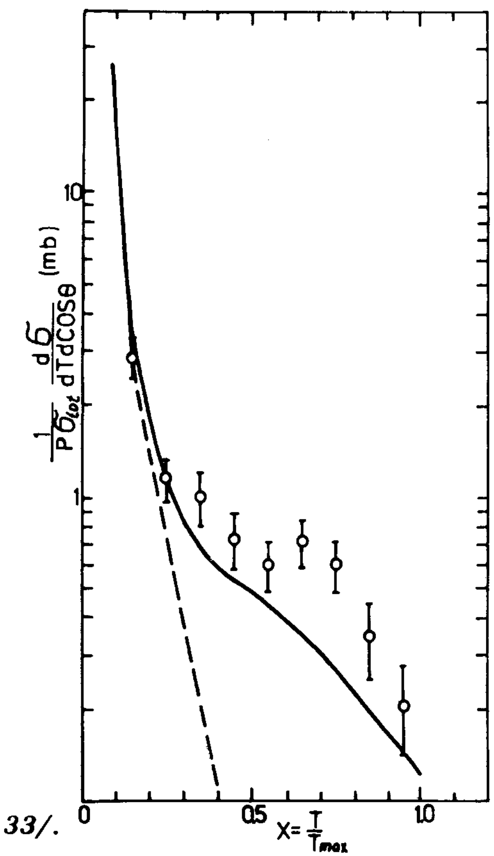

Рис. 4. Зависимость инвариантного сечения от x, *проинтегрированного по* $d\cos\theta$ *в интервале /-0,67,÷-0,33/.*

как и в работе [5], где было получено вполне удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Поэтому для единого описания как неупругого, так и упругого p-d рассеяния был выбран вышеуказанный формфактор.

Механизм однопионного обмена в реакции $pd \to \pi X$ также использовался в работе [14] для объяснения "кумулятивиого" мезонообразования.

Заметим, что возможен еще один механизм p-d рассеяния в заднюю полусферу: перерассеяние нуклонов с образованием изобары в промежуточном состоянии. Такой механизм рассматривался для упругих π-d и p-d рассеяний назад в работах [12,13].

Авторы выражают глубокую благодарность Б.С.Ададашвили, В.В.Глаголеву, В.Б.Копелиовичу, В.В.Комарову, Л.И.Лапидусу за полезные обсуждения и замечания.

Авторы также признательны В.С.Барашенкову за стимулирующее обсуждение.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем выражение для интерференционного члена $d\sigma^{(\mathrm{inter}.1,2;3,4)}/d^3p_3$. Подставляя $F_d^{(1)}$, $F_d^{(2)}$ /4/ в /6/, предполагая, что амплитуда $pN \to \pi NN$ -рассеяния чисто мнимая, учитывая связь /11/ f_π с $d\sigma_\pi/dT_\pi$, получаем:

$$\frac{d\sigma^{(\mathrm{inter}.1,2;3,4)}}{d^3p_3} = -\frac{A\cdot g[\mathrm{Re}\,I_1 - \alpha\,\mathrm{Jm}\,I_1]}{16\pi\sqrt{2}(P_0E_1)^{1/2}p_3E_N(p_3)} \times$$

$$\times F^{\pi}(k_0)(mE_\pi(p_3))^{1/2}\int[\Phi_0(p_2)+\Phi_0(p_3)] \times$$

$$\times\{(d\sigma_{pp\to\pi^+pn}/d^3p_3d\Omega_2)^{1/2}+$$

$$+(d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}/d^3p_3\,d\Omega_2)^{1/2}\}e^{-bQ_d^2/2}\sqrt{p_2}\,d\cos\theta_2\,d\phi_2 .$$

$$A = 2(m\,p_0E(p_2)/p_1)^{1/2}p_0\sigma_{\mathrm{tot},NN} .$$

При вычислении интеграла выражение в фигурных скобках выносилось из-под знака интеграла, т.е. использовалось следующее приближение:

$$\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+pn}}{d^3p_3\,d\Omega_2} \simeq \frac{1}{4\pi}\,\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+pn}}{d^3p_3} \approx$$

$$\approx \frac{1}{8\pi^2p_3E_N(p_3)(c_2-c_1)}\cdot\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+pn}}{dT_\pi},$$

где (c_1,c_2) = /-1, -0,67/; /-0,67, -0,33/ - интервалы интегрирования по $d\cos\theta$.

Аналогичное выражение бралось для

$$d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}/d^3p_3d\Omega_2 .$$

Поскольку, как указывалось в тексте, $\frac{d\sigma_{pn\to\pi^\circ pn}}{dT_\pi} = 0{,}21\times$ $\times\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+pn}}{dT_\pi}$, то для $d\sigma^{(\mathrm{inter}.3,4)}/d^3p_3$ можно получить:

$$\frac{d\sigma^{(\mathrm{inter}.3,4)}}{d^3p_3} \simeq \frac{g^2m(F^{\pi}(k_0))^2|I|^2}{8p_3^3E_N(p_3)}\,1{,}22\,\frac{d\sigma_{pp\to\pi^+pn}}{dT_\pi}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Балдин А.М. ОИЯИ, Р7-5769, Дубна, 1971. Краткие сообщения по физике, №1, "Наука", М., 1971.*
2. *Craige N.S., Wilkin C. Nucl.Phys., 1969, B14, p.477.*

3. Колыбасов В.М., Смородинская Н.Я. ЯФ, 1973, 17, с.1211; Phys.Lett., 1971, 37B, p.272.
4. Копелиович Б.З., Поташникова И.К. ОИЯИ, Р2-6711, Дубна, 1972.
5. Barry George W. Ann. of Phys., 1972, v.73, p.482-524.
6. Головин Б.М. и др. ЯФ, 1972, 16, с.1096.
7. Particle Data Group . Lawrence Radiation Lab., University of California, Berkeley. UCPRL-20080NN, August, 1970.
8. Bugg D.V. e.a. Phys. Rev., 1964, 133B, p.1017.
9. Ferrari E., Selleri F. Phys.Rev.Lett., 1961, 7, p.387.
10. Аладашвили Б.С. и др. ОИЯИ, Р1-10719, Дубна, 1977.
11. Schmidt K.H. Preprint DESY F23-70/1, 1970.
12. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1976, 23, с.1056.
13. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1977, 26, с.294.
14. Кондратюк Л.А., Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.88-91.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 февраля 1978 года.