

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46.22

К-658

P2 - 11938

25/11-79

В.Б.Копелиович, В.Б.Радоманов

752/2-79

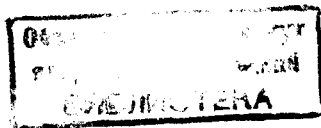
МЕХАНИЗМ ДВУКРАТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИИ $pd \rightarrow ppn$ С ОДНИМ ИЗ НУКЛОНОВ,
ВЫЛЕТАЮЩИМ В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ

1978

P2 - 11938

В.Б.Копелиович, В.Б.Радоманов

**МЕХАНИЗМ ДВУКРАТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИИ $pd \rightarrow ppp$ С ОДНИМ ИЗ НУКЛОНОВ,
ВЫЛЕТАЮЩИМ В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ**



Механизм двукратного взаимодействия в реакции $pd \rightarrow ppp$ с одним из нуклонов, вылетающим в заднюю полусферу

Рассмотрен механизм двукратного взаимодействия - упругого и с возбуждением изобары $\Delta(1232)$ в промежуточном состоянии - в реакции $pd \rightarrow ppp$ с протоном, вылетающим под большим углом. Проведенный на ЭВМ численный расчет сечения при импульсе протона 1,67 ГэВ/с в пределах погрешности не противоречит эксперименту. Основная теоретическая неопределенность связана с плохим знанием спиновой структуры и фаз элементарных амплитуд NN-рассеяния и реакции $NN \rightarrow N\Delta$. Показано, что механизм кратных взаимодействий приводит к эффекту фокусировки - сечение рождения нуклона назад перестает уменьшаться с ростом угла вылета нуклона вблизи $\theta = 180^\circ$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Double Interaction Mechanism in the Reaction $pd \rightarrow ppp$ with the Proton Produced in the Backward Hemisphere

The double interaction mechanism, elastic and with $\Delta(1236)$ excitation in the intermediate state, is considered in the reaction $pd \rightarrow ppp$ with the proton produced at large angle. The cross section evaluated for an incident proton momentum of $P_0 = 1.67$ GeV/c is not in contradiction with experiment. Main theoretical uncertainty is due to a poor knowledge of the spin structure and phase of elementary amplitudes of NN-scattering and the $NN \rightarrow N\Delta$ -reaction. The focusing effect takes place due to the mechanism considered the cross section does not decrease or even increases with increasing angle near $\theta = 180^\circ$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. Инклюзивные процессы рождения частиц на ядрах в заднюю полусферу в области, кинематически запрещенной для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра, привлекают в последнее время внимание экспериментаторов и теоретиков. В работе ^{1/} изучается взаимодействие протонов с самым элементарным ядром - дейтроном, причем регистрируемый протон вылетает назад в системе покоя дейтрона.

Ранее было показано ^{2-4/}, что рождение частиц в кинематически запрещенной области /КЗО/ возможно за счет последовательного взаимодействия частицы с нуклонами ядра, как упругого, так и с возбуждением перерассеиваемой частицы. Расчет вклада от многократных взаимодействий с учетом фермиевского движения /ФД/ нуклонов в рамках простейшей модели ядра показал, что по порядку величины сечение процесса $pA \rightarrow pX$ на средних и тяжелых ядрах согласуется с экспериментом ^{3/}. Ряд закономерностей процессов в КЗО, включая A -зависимость и поляризацию вылетающих назад баронов ^{5/}, естественным образом объясняется в рамках механизма многократных взаимодействий ^{3,6,7/}. Проведенный недавно численный расчет на ЭВМ сечения процесса $\pi Xe \rightarrow pX$ ^{8/} в каскадно-испарительной модели /КИМ/ при импульсе π -мезонов 2-3 ГэВ/с показал, что в пределах ~ 50%-ной погрешности предсказания КИМ согласуются с экспериментальными данными. В работе ^{1/} также отмечено, что заметный вклад в сечение процессов в КЗО могут вносить кратные взаимодействия *.

* В работах ^{7/} вычислен вклад двукратного взаимодействия с возбуждением изобары в реакциях упругого рассеяния назад $\pi d \rightarrow d\pi$ и $pd \rightarrow dp$ и показано, что поведение сечения этих процессов согласуется с рассмотренным механизмом при энергии ~1 ГэВ.

Цель настоящей работы состоит в изучении вклада двукратного взаимодействия в сечении процессора $pd \rightarrow ppn$ при импульсе $p_0 = 1,67 \text{ ГэВ/с}$. Под двукратным взаимодействием понимается при этом как упругое перерасcеяние на нуклонах дейтрона /рис. 1/, так и перерасcеяние с возбуждением изобары /рис. 2/. При начальном импульсе $p_0 = 1-2 \text{ ГэВ/с}$ и импульсе конечного нуклона $\bar{k} = 0,5 \text{ ГэВ/с}$ наиболее существенным является возбуждение изобары $\Delta(1236)$. С ростом p_0 и \bar{k} становятся существенными процессы с возбуждением все более тяжелых резонансов. Нетрудно убедиться, что масса резонанса в промежуточном состоянии, необходимая для достижения абсолютной кинематической границы на 180° на дейтроне, если пренебречь фермиевским движением нуклонов, определяется соотношением $M_d^2 = (s_d - 3m^2)^2 / 4s_d$, $s_d = 5m^2 + 4mE_0$, то есть растет с ростом E_0 . Если же E_0 велика, то возбуждение резонанса с массой M позволяет в двукратном взаимодействии достичь на 180° импульса

$$k = [(M^2 + 3m^2) \left(\frac{M^2 - m^2}{M^2 + m^2} \right)^{1/2} - M^2 + m^2] / 4m.$$

Изучение процессов в КЗО с дейтроном в качестве мишени представляет особый интерес по следующим причинам:

1. В случае дейтрона, в принципе, возможен практически точный расчет с помощью диаграммной техники, то есть можно избавиться от приближений, использованных ранее для тяжелых ядер [3,6]. Волновая функция дейтрона неплохо известна при не слишком больших импульсах P , которые и существенны в рассматриваемом случае.

2. Как было ранее показано [2,3] упругое двукратное взаимодействие не имеет преимуществ перед однократным при $\theta = 180^\circ$ и небольших k /если k велико, то двукратное упругое перерасcеяние может вносить заметный вклад по сравнению с однократным взаимодействием, см. приложение к работе [3]/. Поэтому особенно важно в случае дейтрона выяснение роли двукрат-

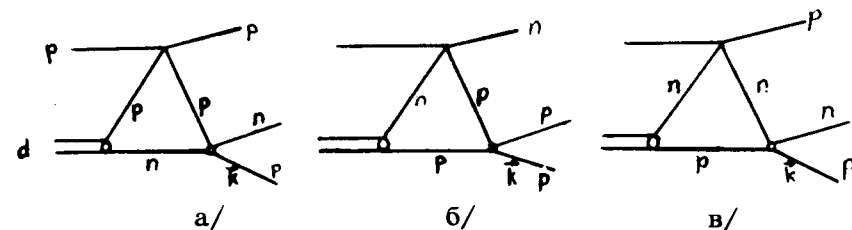


Рис.1. Диаграммы, соответствующие упругому двукратному рассеянию первичного нуклона на нуклонах дейтрона. При расчете взята сумма вкладов, соответствующих каждой из диаграмм. Для учета интерференции диаграмм а) и б) необходимо знание относительной фазы амплитуд $pp \rightarrow pp$ -рассеяния и $pn \rightarrow pn$ -перезарядки.

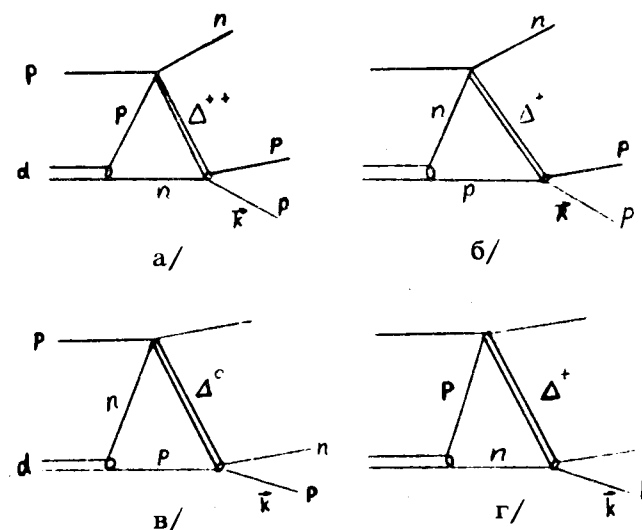


Рис.2. Диаграммы двукратного взаимодействия с возбуждением резонансов. Когерентным образом складываются амплитуды процессов а) и б); в) и г). Относительная величина амплитуд с учетом того, что изоспин дейтрона равен нулю, составляет соответственно 1

$\frac{1}{3}; \frac{1}{3}$ и $\frac{1}{3}$. Суммарный вклад в сечение составляет $20/9$ от вклада диаграммы а).

ного взаимодействия с возбуждением изобары, которое приводит к расширению кинематических границ и при $\theta = 180^\circ$.

3. Для дейтрона было бы наиболее просто интерпретировать избыток сечения в эксперименте по сравнению с предсказанием простых механизмов.

Расчет вклада двукратного механизма в КЗО оказывается довольно сложным, поскольку необходимо учитывать точным образом кинематические ограничения /см. следующий раздел/. Точность расчета лимитируется незнанием амплитуд элементарных процессов, которые входят в данный процесс: их фазы и спиновой структуры.

2. Матричный элемент процесса $pd \rightarrow ppn$, соответствующий диаграмме рис. 1, может быть представлен в виде:

$$f_{pd \rightarrow ppn}(p_0, k, p_2) = \int f_{pN \rightarrow NN}(s_1, t_1) f_{NN \rightarrow pN}(s_2, t_2) \frac{\pi \psi(p) p dp d\phi}{4(2\pi)^3 E_p \Gamma} \quad /1/$$

Здесь p и ϕ - величина импульса нуклона в дейтроне и угол между плоскостями (\vec{p}, \vec{r}) и (\vec{p}_0, \vec{r}) , $\vec{r} = \vec{k} + \vec{p}_2$; k - импульс протона, вылетающего в заднюю полусферу, p_2 - импульс нуклона отдачи после 2-го взаимодействия. Область интегрирования по p и ϕ определяется из условий:

$$-1 \leq z_{pr} = [2(\omega + E_2)E_p - (\omega + E_2)^2 + \Gamma^2] / 2p\Gamma \leq 1, \quad /2/$$

$$(\sqrt{s_d} - m)^2 \geq s_1 = s_d + m^2 - 2E_p(E_0 + 2m) + 2pp_0 Z \geq 4m^2, \quad /3/$$

$$Z = z_r z_{pr} + \cos\phi \sqrt{1 - z_r^2} \sqrt{1 - z_{pr}^2}, \quad E_p = \sqrt{m^2 + p^2},$$

$$E_2 = \sqrt{m^2 + (\vec{r} - \vec{k})^2} = E_0 + 2m - \omega - (m^2 + p_0^2 + \Gamma^2 - 2p_0 \Gamma z_r)^{1/2},$$

z_r - косинус угла между \vec{r} и \vec{p}_0 ,

$$t_1 = 4m^2 + (\omega + E_2)^2 - \Gamma^2 - 4m(\omega + E_2).$$

Ограничение на импульс k в зависимости от $z_0 = \cos(\vec{k}, \vec{p}_0)$ выглядит следующим образом:

$$(E_0 + 2m - \omega)^2 - (p_0 - \vec{k})^2 \geq 4m^2. \quad /6/$$

Переменная Γ входит естественным образом при интегрировании по P и ϕ . $\psi(p)$ - волновая функция дейтрона в импульсном представлении, нормированная таким образом,

$$\int \frac{|\psi(p)|^2 d^3p}{2m(2\pi)^3} = 1. \quad \text{В расчете используется}$$

волновая функция с мягким кором A^2 , параметризованная в работе 10 в импульсном представлении. f_1 и f_2 - инвариантные амплитуды рассеяния нуклона на нуклоне в 1-м и 2-м актах, следующим образом связанные с сечением рассеяния:

$$|f(s, t)|^2 = 16\pi s(s - 4m^2) \frac{d\sigma}{dt}(s, t). \quad /6a/$$

Следует отметить, что в 1-м акте нуклон, с которым происходит взаимодействие, находится вне массовой поверхности: его масса равна $\mu_p^2 = (2m - \epsilon - \sqrt{m^2 + p^2})^2$, т.к. в интеграле взят вычет в ближайшем полюсе по энергии невзаимодействующего нуклона. При $p = \frac{3}{4}m$

/если пренебречь ϵ - энергией связи дейтрона/ μ_p обращается в нуль. Поэтому интегрирование по p в $/1/$

проводится до $p^{\max} = \frac{3}{4}m$. Корректный учет высокоим-

пульсной составляющей $\psi(p)$ невозможен, поскольку неизвестно поведение волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Использованный в работе 11,12 способ релятивизации привел к некоторому $/40\%/$ изменению однократного процесса по сравнению со стандартным подходом в случае реакции $pd \rightarrow \pi X$. Еще в меньшей степени такая релятивизация скажется при вычислении двукратного процесса, следовательно эти эффекты найдутся за пределами возможностей эксперимента и теории

при современной их точности. Следует также отметить, что предлагаемый в /13/ подход к вычислению вклада однократного процесса при высокой энергии приводит к уменьшению сечения процесса $pA \rightarrow pX$ по сравнению со стандартным подходом. Для $\mu_p \neq m$ интервал изменения t_1 изменяется по сравнению с тем, который был при $\mu_p = m$: $t_1^{\min} < |t_1| < t_1^{\max}$.

$$t_1^{\max} - t_1^{\min} = \left\{ \frac{\sqrt{s_1 - 4m^2}}{2} \pm \frac{[(s_1 - m^2 - \mu_p^2)^2 - 4m^2\mu_p^2]^{\frac{1}{2}}}{2\sqrt{s_1}} \right\} - \frac{(m^2 - \mu_p^2)^2}{4s_1}. \quad /7/$$

Для того чтобы использовать экспериментальные данные по рассеянию нуклонов на нуклонах, применяется процедура "растяжки со смещением":

$$|t_1| \rightarrow (s_1 - 4m^2) \frac{|t_1| - t_1^{\min}}{t_1^{\max} - t_1^{\min}}, \quad /8/$$

так что интервал изменения новой переменной совпадает с физическим интервалом t в случае рассеяния реальных нуклонов. Эта процедура использовалась при описании немассовых эффектов в работах /14/. Переменные s_2 и t_2 во 2-м акте взаимодействия даются соотношениями:

$$s_2 = (\omega + E_2)^2 - r^2 = (E_0 + 2m - \sqrt{m^2 + p_0^2 + r^2 - 2p_0 r z_r})^2 - r^2, \quad /9/$$

$$t_2 = 2m^2 - s_2 + 2\omega E_p - 2pk z_{pk},$$

$$z_{pk} = z_0 Z + \sqrt{1 - z_0^2} \sqrt{1 - Z^2} (\cos \phi_r \cos \phi_x + \sqrt{1 - \cos^2 \phi_r} \sqrt{1 - \cos^2 \phi_x}), \quad /9a/$$

$$\phi_x = \arccos \frac{z_{pr} - Z z_r}{\sqrt{1 - Z^2} \sqrt{1 - z_r^2}} - \text{угол между плоскостями } (\vec{p}_0 \vec{p}) \text{ и } (\vec{p}_0 \vec{r}), \quad \phi_r - \text{угол между плоскостями } (\vec{k} \vec{p}_0) \text{ и } (\vec{r} \vec{p}_0).$$

$$\phi_r = \arccos \frac{z_{kr} - z_0 z_r}{\sqrt{1 - z_0^2} \sqrt{1 - z_r^2}} \quad /96/$$

$$z_{kr} = [m^2 + r^2 + k^2 - (E_0 + 2m - \sqrt{m^2 + p_0^2 + r^2 - 2p_0 r z_r})^2] / 2rk.$$

Интегрирование в /1/ проведем в предположении, что обе амплитуды имеют одинаковую фазу и могут быть, следовательно, выражены через $\frac{d\sigma}{dt}(s_1, t_1)$ и $\frac{d\sigma}{dt}(s_2, t_2)$. Более точное вычисление требует зна-

ния фазы амплитуд NN-рассеяния в широком интервале s и t . При небольшой начальной энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}/c$ и сравнительно большой величине s_2 , то есть в тех случаях, когда s_1 и s_2 близки, фазы амплитуд f_1 и f_2 могут мало отличаться, если зависимость от переданного импульса не очень существенна. Заметим также, что /1/ соответствует вычислению вклада мнимой частицы диаграмм рис. 1, то есть перерассеянию реального нуклона.

Существует также вклад от реальной части диаграмм, который содержит большие неопределенности.

Для инклюзивного сечения получим:

$$\omega \frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{1}{2^9 \pi^5 p_0 m} \int |f_{pd \rightarrow ppn}|^2 \frac{r[(1 - z_0^2)(1 - z_r^2) - (z_{rk} - z_0 z_r)]^{2 - \frac{1}{2}} dr dz_r}{k(m^2 + p_0^2 + r^2 - 2p_0 r z_r)^{\frac{1}{2}}}. \quad /10/$$

Область интегрирования по внешним переменным r, z_r определяется соотношениями:

$$4m^2 \leq s_2 \leq (\sqrt{s_d} - m^2)^2,$$

$$z_0 z_r - \sqrt{1 - z_0^2} \sqrt{1 - z_r^2} \leq z_{rk} \leq z_0 z_r + \sqrt{1 - z_0^2} \sqrt{1 - z_r^2}. \quad /11/$$

При вычислении вклада двукратного процесса с образованием изобары Δ /1236/ в промежуточном состоянии вместо выражения /1/ входит

$$f_{pd \rightarrow ppn}^{(\Delta)} = \int f_{pp \rightarrow n\Delta^{++}}(s_1, t_1) f_{n\Delta^{++} \rightarrow pp}(s_2, t_2) \times \\ \times [s_2 + m^2 - 2E_p(\omega + E_2) - M^2 + i\Gamma M]^{-1} \frac{\psi(p)p^2 dp d\phi dz_{pr}}{2E_p(2\pi)^3}, \quad /12/$$

M и Γ - масса и ширина резонанса.

Условие /2/ принимает более простой вид:

$$-1 < z_{pr} < 1. \quad /12a/$$

Так же как и в упругом случае, будем считать, что фазы обеих амплитуд в /12/ близки. Отдельно следует вычислять в /12/ реальную и мнимую части $f_{pd \rightarrow ppn}$. Мнимая часть /12/, пропорциональная $M\Gamma$, соответствует вкладу от процесса с распространением реальной изобары. Вещественная часть соответствует процессу, в котором изобара распалась, и со вторым нуклоном взаимодействуют продукты ее распада.

В связи с этим следует отметить, что двукратный процесс с глубоковиртуальным π -мезоном, рассмотренный в работе ¹⁵/рис. 3/ можно интерпретировать как вклад от реальной части диаграмм с изобарой в промежуточном состоянии. Действительно, при небольших энергиях π -мезоны в NN-взаимодействии образуются преимущественно через Δ /1236/ - изобару. Таким образом, в рассматриваемом двукратном процессе с рождением Δ /1236/ не учитывается то сечение образования π -мезонов, которое не связано с рождением Δ . В то же время в процессе с виртуальным пионом не учитывается та часть амплитуды $NN \rightarrow NN$, которая не связана с виртуальным пионом. Привлекательной чертой обсуждаемых кратных процессов является то, что амплитуды субпроцессов входят в них на массовой поверхности. Это обеспечивает большую надежность

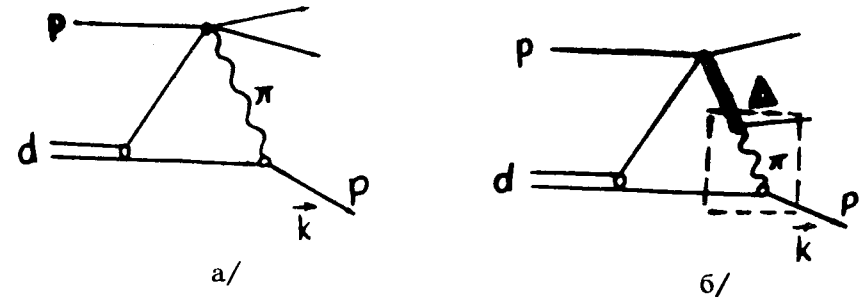


Рис.3. Диаграмма а), соответствующая двукратному процессу с глубоковиртуальным π -мезоном и диаграмма б), иллюстрирующая общность процессов, представленных диаграммами на рис. 3а и рис. 1, 2.

результатов по сравнению с моделями, основанными на обмене виртуальными частицами ¹⁵/.

Важно отметить, что в обоих процессах существенна, вообще говоря, спиновая структура амплитуд каждого из элементарных актов взаимодействия. Необходимо учитывать также и то, что спины нуклонов в дейтроне скоррелированы, причем по-разному в S- и D-волнах. Спиновая структура амплитуд NN-рассеяния и в особенности амплитуд образования изобары Δ /1236/ плохо известна, поэтому при вычислении мы использовали приближение, в котором зависимость амплитуд от спиновых состояний пренебрегалось. Возникающая от этого неопределенность обсуждается ниже.

Нетрудно убедиться с помощью простых изотопических соотношений, что диаграммы рис. 2а и 2б имеют одинаковый знак и относительную величину 1 и $-\frac{1}{3}$:

диаграммы рис. 2в и 2г имеют одинаковый знак и величину $\frac{1}{3}$. поэтому суммарный вклад диаграмм рис. 2 имеет величину $\frac{20}{9}$ по сравнению с вкладом диаграммы

рис. 2а, если пренебречь интерференцией между диаграммами 2а/б/ и 2в/г/.

Интересно, что большой изотопический коэффициент

$\frac{20}{9}$ отсутствует, если измерять на ядре, более тяжелом, чем дейтрон, процесс, идущий на двух протонах, т.е. с тремя протонами в конечном состоянии*. Вероятность такого процесса должна быть примерно в 20 раз меньше, чем вероятность процесса на пр-системе.

3. В расчет двукратного процесса с возбуждением изобары $\Delta / 1236 /$ входят сечения процессов $NN \rightarrow \Delta N$ ниже порога рождения Δ . Экспериментальные данные в этой области довольно скудны, наименьшее значение импульса, при котором имеются измерения, равно $1,39 \text{ ГэВ/с}^{16/}$. Дифференциальное сечение процесса может быть представлено в форме:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{NN \rightarrow \Delta N}(s, t) = \frac{1}{16\pi s(s-4m^2)m^2} \int \frac{f_{NN \rightarrow \Delta N}^2(\tilde{M}^2, s, t) M \Gamma d\tilde{M}^2}{\pi[(\tilde{M}^2 - M^2)^2 + \Gamma M^2]} \quad /13/$$

Имеющиеся данные, включая точку при $1,17 \text{ ГэВ/с}^{17/}$, где известно полное сечение процесса $pp \rightarrow pn\pi^+$, не противоречат тому, что при малых энергиях можно считать амплитуду не зависящей от M^2 . Формула /13/ позволяет, таким образом, описывать образование изобары ниже порога - в области, где она рождается лишь частично, благодаря своей большой ширине.

Для полноты приведем также выражение для сечения процесса $pd \rightarrow pnp$ за счет однократного взаимодействия. Следует различать случаи, когда регистрируется

протон-спектатор $\omega \frac{d^3\sigma}{d^3k}^{(a)}$ и протон, вылетающий

* Мы благодарим В.И.Комарова и Б.З.Копелиовича за полезное обсуждение этого вопроса.

непосредственно после взаимодействия*. Для первого случая имеем

$$\omega \frac{d^3\sigma}{d^3k}^{(a)} = \frac{1}{2^9 \pi^5 p_0 m} \int_{p_n \rightarrow p_n} f_{pn \rightarrow pn}^2(s_k, t_1) \frac{\psi^2(k) F(m^2 - m_k^2) p_1 dp_1 dz_1}{E_1 k [(1-z_0^2)(1-z_1^2) - (z_{kp_1} - z_0 z_1)^2]^{1/2}},$$

$$z_{kp_1} = [(E_0 + 2m - \omega - E_1)^2 - m^2 - p_0^2 - k^2 - p_1^2 + 2z_0 p_0 k + 2z_1 p_0 p_1] / 2kp_1,$$

$$E_1 = \sqrt{m^2 + p_1^2}, \quad t_1 = 2m^2 - 2E_0 E_1 + 2p_0 p_1 z_1. \quad /14/$$

Область интегрирования определяется условиями

$$z_0 z_1 - \sqrt{(1-z_0^2)(1-z_1^2)} < z_{kp_1} < z_0 z_1 + \sqrt{(1-z_0^2)(1-z_1^2)},$$

$$4m^2 \leq s_k = (E_0 + 2m - \omega)^2 - p_0^2 - k^2 + 2p_0 k z_0 \leq (\sqrt{s_d} - m)^2. \quad /15/$$

Растяжка производится согласно выражению

$$|t_1| \rightarrow (s_k - 4m^2) \frac{|t_1| - t_{1 \min}}{t_{1 \max} - t_{1 \min}}. \quad /16/$$

Для второго случая

$$\omega \frac{d^3\sigma}{d^3k}^{(b)} = \frac{1}{2^9 \pi^5 p_0 m} \int [f_{pn \rightarrow pn}^2(s_1, t_k) + f_{pp \rightarrow pp}^2(s_1, t_k)] \times$$

$$\times \frac{\psi^2(p_1) F(m^2 - m_1^2)}{k E_1} \frac{p_1 dp_1 dz_1}{[(1-z_0^2)(1-z_1^2) - (z_{kp_1} - z_0 z_1)^2]^{1/2}}, \quad /17/$$

где $t_k = 2m^2 - 2E_0 \omega + 2p_0 k z_0$, $m_1^2 = (2m - E_1)^2 - p_1^2$.

* Формфактор F характеризует немассовую зависимость амплитуды $f_{NN \rightarrow NN}$ и взят в форме $\exp[-3(m^2 - m_k^2)]$ в /14/ и /17/. Учет этого фактора несущественным образом влияет на результат расчета двукратного взаимодействия.

Результаты расчета совместно с экспериментальными данными ^{1/}* приведены на рис. 4. Как видно из рис. 4, некоторый подъем в поведении сечения как функции импульса протона может быть объяснен вкладом двукратного процесса с образованием изобары $\Delta/1236/$ в промежуточном состоянии. Интересное явление состоит в том, что величина инклюзивного сечения не уменьшается при углах вылета протонов, близких к $180^\circ/см.$ рис. 5/, как следовало бы ожидать из простых кинематических соображений ^{2,3/}. Этот эффект, который можно назвать "эффектом фокусировки" ^{6/}, объясняется следующими факторами: а/при угле вылета 180° область интегрирования по азимутальной переменной простирается от 0° до 2π ; при начальном импульсе $p_0 = 1,67 ГэВ/с$ образование изобары $/1236/$ дает максимальный вклад при $\theta=180^\circ$.

В том случае, когда вылетающий назад нуклон имеет импульс, близкий к максимально возможному под данным углом, существенно взаимодействие в конечном состоянии между двумя нуклонами, вылетающими в переднюю полусферу. В результате величина сечения вблизи границы фазового объема несколько возрастает.

Следует отметить, что основная неопределенность расчета связана с незнанием спиновой структуры и фаз амплитуд рассеяния /при больших переданных импульсах/ и рождения изобары $\Delta/1236/$. Если бы в элементарном взаимодействии доминировала одна из спиновых амплитуд, то величина сечения возросла бы вдвое для упругого перерассеяния и вчетверо для перерассеяния с возбуждением изобары по сравнению с результатом, полученным в пренебрежении спиновой зависимостью элементарных амплитуд /рис. 4, 5/.

Наряду с измерением инклюзивного сечения очень важно изучение корреляций между различными нуклонами и, в конечном счете, проведение полного опыта.

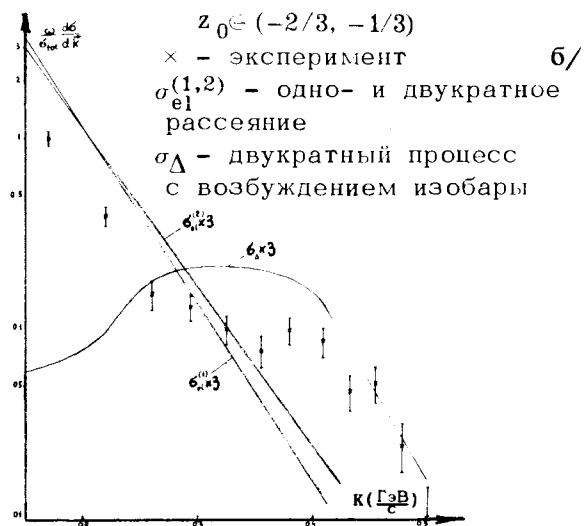
* Как нам сообщено В.В.Глаголевым, в публикации ^{1/} представлены экспериментальные спектры, проинтегрированные по приведенным там же угловым интервалам, а не средние по этим угловым интервалам значения, как ошибочно указано авторами работы.

Экспериментально эта задача является существенно более сложной, поскольку требует набора большой статистики в эксперименте, однако ее необходимо решить для окончательного выяснения роли возможных нетривиальных эффектов, связанных с поведением нуклонов в дейтроне при малых относительных расстояниях между ними. Распределение по импульсам и углам вылета одного из нуклонов, по-видимому, мало чувствительно к таким эффектам ^{18/}. Имеющаяся неопределенность, связанная с недостатком информации о фазах и спиновой зависимости амплитуд, осложняет эту проблему*. Тем не менее можно утверждать, что кратные взаимодействия играют весьма важную роль в рассмотренном процессе и объясняют ряд его характерных особенностей.

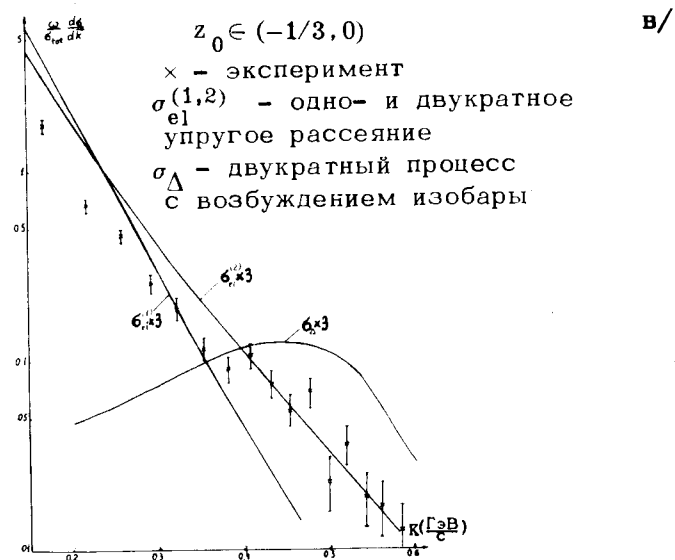
Диаграммы, представленные на рис. 2, доминируют при энергиях $\sim 1 ГэВ$. Их вклад уменьшается как $1/E_0^2$ с увеличением энергии E_0 . Процесс инклюзивного рождения Δ -изобары в первом акте не уменьшается с ростом начальной энергии и должен учитываться при более высоких энергиях, так же как дифракционное рождение $N^*/1470/$, $N^*/1688/$ и т.д.

Процессы с образованием нуклонных резонансов и перерассеянием играют важную роль и в случае излучения π -мезонов в заднюю полусферу, но следует отметить, что π -мезон уносит только часть импульса резонанса. Следовательно, в спектре π -мезонов благодаря этому механизму должна наблюдаться та же особенность резонансного происхождения, сдвинутая относительно своего положения в нуклонном спектре, что и видно из данных работы ^{1/}. Рождение изобары $\Delta/1232/$ в промежуточном состоянии играет важную роль и в процессах образования нуклонов в КЗО на более тяжелых ядрах ^{19/}, чем дейтрон, поскольку при относительно небольших импульсах нуклонов, которые реализуются на последних этапах каскада перерассеяний ^{3,6/}, с наибольшим сечением происходит возбуждение изобары $\Delta/1232/$.

* Для очень точного расчета необходимо учитывать также "релятивистские" степени свободы дейтрона наряду с хорошо известными нерелятивистскими S - и D -компонентами.



a/



в/

Рис.4. Спектр вылетающих в заднюю полусферу протонов ($f = \omega \frac{d^3 \sigma}{d^3 k}$), усредненный в трех интервалах углов: $-1 < z < -2/3$, $-2/3 < z < -1/3$, $-1/3 < z < 0$ - процесс с одно- и двукратным взаимодействием. Относительная погрешность расчета 10-20%.

Собственно упругое перерассеяние объясняет лишь часть наблюдаемого сечения рождения назад релятивистских частиц, так же как и в случае процесса $pd \rightarrow ppn$. Для точного расчета вклада от перерассеяний в случае тяжелых ядер необходимо учитывать энергию связи нуклонов в ядре и квадратичные по фермиевскому импульсу члены при вычислении фазового объема. Эти факторы могут несколько уменьшить рассчитанную в ^{3,6/} величину вклада от упругих перерассеяний. При небольшой начальной энергии эти факторы еще более существенны.

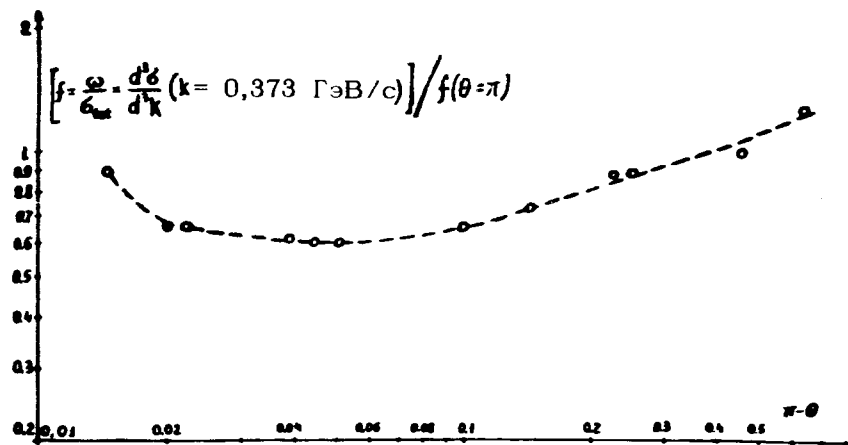


Рис. 5. Расчетное угловое распределение протонов в реакции $pd \rightarrow ppp$ с энергией $T = 30$ МэВ, иллюстрирующее "эффект фокусировки".

Приведенная в настоящей работе схема расчета двукратного механизма в случае процесса $pd \rightarrow ppp$ может быть непосредственно использована для расчета процессов с образованием более тяжелых нуклонных резонансов в промежуточном состоянии при более высокой энергии налетающих протонов. Эту схему легко обобщить на случай произвольных ядер и произвольных частиц в начальном и конечном состояниях.

Заметим, что вылет из ядра в заднюю полусферу частиц с малым сечением рассеяния, таких как электроны, γ -кванты и нейтрино, также возможен за счет многократных взаимодействий: в первых актах взаимодействия перерассеиваются и возбуждаются обычные адроны, а слабовзаимодействующая частица рождается в последнем акте: $\pi N \rightarrow \gamma N$, $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$; $\pi N \rightarrow e \nu N$ и так далее.

Как отмечалось ранее^{6,13}, представляет интерес изучение процессов $lA \rightarrow l'p \dots$ с лептонами в падающем пучке, в частности изучение корреляций между X - и Q^2 -распределениями и импульсом протона, вылетаю-

щего в заднюю полусферу $/x = Q^2/2\nu m$, Q и ν - переданные лептоном импульс и энергия/. В картине многократных взаимодействий вылет назад протона с импульсом K под углом θ связан с рождением в первом акте нуклона /резонанса/ с импульсом K_1 и углом вылета θ_1 , которые заключены в определенных пределах. При упругом перерассеянии $k_1 = (0,5 \div 0,7)kn$, $\theta_1 \sim \theta/n$,

где n - кратность перерассеяния, $n = \frac{k\theta^2}{2m} (1 + \frac{p_f\theta}{2m})$,

p_f - граничный фермиевский импульс, равный $0,26$ ГэВ/с. В случае образования резонансов k_1 и θ_1 имеют несколько меньшие значения. Если верна картина многократных взаимодействий, то x , Q^2 -распределения в процессе $lA \rightarrow l'p_{k,\theta} \dots$ должны совпадать с аналогичными распределениями в реакции $lN \rightarrow l'N'_{k_1,\theta_1} \dots$ с указанными значениями k_1 и θ_1 . Поэтому нельзя согласиться с утверждением, что корреляция между импульсом k и x, Q^2 -распределениями отсутствует в картине многократных взаимодействий¹³.

По мнению авторов работы¹³, малая величина отношения выходов π -мезонов и протонов, которая составляет в эксперименте немногим более 10^{-2} , при импульсе $k = 0,5$ ГэВ/с и углах $\theta = 140^\circ - 180^\circ$ не может быть объяснена в картине многократных взаимодействий. В связи с этим нужно отметить следующее. Отношение выходов π/p в первом акте взаимодействия при высокой энергии в области $\alpha \geq 0,6 - 0,7$, которая существенна для образования частиц в КЗО, весьма мало

$/\alpha = \frac{\omega_1 - k_{1z}}{m}$ для фрагментации мишени/. Например,

$d\sigma(pp \rightarrow \pi^+ \dots) / d\sigma(pp \rightarrow p \dots) |_{k_1=1 \text{ ГэВ}/c} = 0,08$ при $\alpha = 0,6$ и падает с ростом α ²⁰. Кроме того, процессы с возбуждением резонансов намного существеннее для рождения нуклонов в КЗО, чем π -мезонов, поскольку спектр возбужденных состояний значительно богаче и соответствующие сечения заметно больше в случае нуклонов.

π -мезоны небольших энергий имеют также сравнительно небольшое сечение рассеяния на нуклонах и могут

быть поглощены ядром. В то же время фазовый объем при рождении π -мезонов в КЗО несколько больше. Иными словами, π -мезону "легче", чем нуклону, развернуться на большой угол ^{6/}.

Совокупность явлений, получившая название "ядерного скейлинга" ^{21,22/}, имеет глубокие корни в динамике адронов относительно небольших энергий. Вклад собственно упругих перерасеяний составляет, по-видимому, 0,1-0,2 от наблюдаемого сечения в случае нуклонов и 0,3-0,5 в случае π -мезонов в конечном состоянии при высокой энергии падающих частиц и импульсе регистрируемой частицы 0,4-1,0 ГэВ/с. Основная часть сечения связана с образованием резонансов в промежуточном состоянии, причем достаточно точный расчет и суммирование вкладов всевозможных процессов технически весьма сложны и в настоящее время неосуществимы из-за отсутствия необходимой информации об элементарных амплитудах. Выяснение роли короткодействующих корреляций между нуклонами в ядре в рождении частиц на большие углы представляет собой поэтому весьма сложную проблему, требующую анализа в рамках картины многократных взаимодействий. Не исключено, что здесь, как и в мультипериферической схеме рождения и взаимодействия частиц высоких энергий, проявляется общий принцип, имеющий место в динамике адронов: при взаимодействии адронов или адронных систем в первую очередь реализуются конфигурации составляющих с возможно большими расстояниями между ними, разрешенными по кинематике ^{6/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аладашвили Б.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с. 704.
2. Кондратюк Л.А., Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 88.
3. Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с. 348; ЯФ, 1977, 26, с. 168.
4. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1977, 25, с. 1276. Браун М.А., Каллис В., Суслов В.М. ЯФ, 1978, 27, с. 135.

5. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1967, 5, с. 337. Лексин Г.А., Смирнитский А.В. Препринт ИТЭФ, 1977, № 87.
6. Копелиович В.Б. В кн.: Элементарные частицы /пятая школа ИТЭФ/, вып. II Атомиздат, М., 1978, с. 62.
7. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1976, 23, с. 1056; ЯФ, 1977, 26, с. 294; ЯФ, 1978, 27, с. 831.
8. Охрименко Л.С. и др. ОИЯИ, P1-10977; ЯФ, 1978, 27, с. 1572.
9. Reid R.V. Ann. of Phys. (NY), 1968, 50, p. 411.
10. Alberi G.A., Rosa L.P., Thome L.D. Phys.Rev. Lett., 1975, 34, p. 503.
11. Лобов Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с. 118; ЯФ, 1977, 25, с. 192.
12. Лукьянов В.К., Тимов А.И., Доркин С.М. ОИЯИ, P2-11049, Дубна, 1977.
13. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. В кн.: 13-я зимняя школа по физике элементарных частиц. ЛИЯФ, Л., 1978, с. 139-192.
14. Пономарев Л.А. ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 186
15. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. ОИЯИ, P2-11314, Дубна, 1978; ЯФ, 1978, 28, с. 1258.
16. Bizard G. et al. Nucl.Phys., 1976, B108, p. 189.
17. NN and ND Interactions (above 0.5 GeV/c) a compilation UCRL 20000 NN, 1970.
18. Колыбасов В.М., Лексин Г.А., Шапиро И.С. УФН, 1974, 113, с. 239.
19. Шахбазян Б.А. и др. ОИЯИ, E1-11519, Дубна, 1978.
20. Allaby J.V. et al. Nucl.Phys., 1973, B52, p. 316.
21. Fowler P.H. et al. Phil.Mag., 1950, 41, p. 169; Phil.Mag., 1950, 41, p. 413.
22. Лексин Г.А. В кн.: Элементарные частицы /вторая школа физики ИТЭФ/, вып. I. Атомиздат, М., 1973, с. 90.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1978 года.