

Г-76

699



Лаборатория высоких энергий
Лаборатория теоретической физики

И.М. Граменицкий, М.И. Подгорецкий
О.А. Хрусталеv

P - 699

ЗАМЕЧАНИЯ К ВОПРОСУ
ОБ ОДНОМЕЗОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

И.М. Граменицкий, М.И. Подгорецкий
О.А. Хрусталева

P-699

ЗАМЕЧАНИЯ К ВОПРОСУ
ОБ ОДНОМЕЗОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БРЕДЕНФЕЛД

Вот уже несколько лет как среди общей массы взаимодействий быстрых частиц все с большей определенностью выделяют группу так называемых "периферических" взаимодействий /1-14,87,91,88/. Речь идет о связанной со многими грубыми экспериментами несколько наивной схеме, когда одна из частиц сталкивается с π -мезоном /или π -мезонным облаком/, излучаемым другой частицей.^{x/} С рассматриваемой точки зрения для сечения периферического взаимодействия двух частиц А и В имеет место символическое равенство

$$\sigma_{AB} = P_B \sigma_{A\pi} + P_A \sigma_{B\pi}, \quad /1/$$

где P_A и P_B - вероятности испускания π -мезона частицами А и В, $\sigma_{A\pi}$ и $\sigma_{B\pi}$ - сечения взаимодействия частиц А и В с π -мезоном, рассматриваемым в качестве мишени. Уточнения /1/ возможны в нескольких основных направлениях, учитывающих импульсный спектр испускаемых π -мезонов /обычно в духе метода Вайцзекера - Вильямса; см., например, /15 - 20/, изотопическую инвариантность /21,22/, а также соотношение между частотой слу-чаев, отвечающих излучению одного π -мезона и нескольких π -мезонов /т.е. соотношение между "периферическими" и "центральными" столкновениями; см., например, /17,19,23/.

Решающий шаг связан с работами /24,25/, в которых рассмотрены аналитические свойства одномезонных амплитуд и выявлены общие условия, способствующие повышению роли одномезонных реакций. Введенные в /1/ вероятности P содержат, как оказалось, множители типа $1 / \Delta^2 + \mu^2 /^{-2}$, где μ - масса π -мезона, а Δ - изменение четырехмерного импульса частицы являющейся мишенью^{xx/}. Наличие полюса в нефизической области при $\Delta^2 = -\mu^2$ позволяет надеяться, что в доступной для эксперимента физической области относительная роль одномезонных взаимодействий повышается при $\Delta^2 \rightarrow 0$.

^{x/} Аналогичные представления рассматривались Г.Т. Зацепиным в 1950 году /частное сообщение/.

^{xx/} Постоянные \hbar и c положены равными единице. Для величины Δ справедливо соотношение $\Delta^2 = 2\mu T$ /2/, где μ - масса частиц мишени, T - кинетическая энергия отдачи. При малых T можно считать, что $\Delta \approx p$, где p - трехмерный импульс отдачи.

поскольку диаграммы с большим числом π -мезонов не имеют здесь никаких особенностей.

Отсюда вытекает принципиальная возможность экспериментального исследования $\pi\pi$ -взаимодействий, $K\pi$ -взаимодействий и т.д. Если, например, $\sigma_{\pi\pi}$ не зависит от энергии /что, может быть, имеет место при достаточно больших энергиях/, то, как показано в /26/, сечение $\sigma_{\pi N}$, соответствующее одномезонному взаимодействию π -мезона с нуклоном, также не зависит от энергии ^{x/}, причем справедливо равенство

$$\sigma_{\pi N} = \frac{f^2}{\pi} \sigma_{\pi\pi}.$$

Можно ли, однако, считать, что при малых Δ^2 основной вклад в сечение вносит именно одномезонная схема? К сожалению, этот вопрос остается еще открытым, поскольку мы не имеем сейчас надежных теоретических оценок для амплитуд многомезонных взаимодействий. Раз так, то и соответствующие эксперименты ^{xx/} не допускают пока что однозначной интерпретации.

Фактически вклад одномезонной амплитуды может быть малым. Для определенности рассмотрим одномезонную реакцию



диаграмма которой изображена на рис. 1. Псевдоскалярность π -мезона приводит к тому, что в нуклонном узле π -мезон может вылететь только в P -состоянии, т.е. волновая функция π -мезона обращается в нуль при $z \rightarrow 0$. Длина волны излучаемого π -мезона $\lambda \sim \frac{1}{\Delta}$. При малых Δ , длина волны превосходит размеры излучающей системы R , в связи с чем в амплитуду процесса /4/ войдет множитель R/λ , а в сечение - $(R/\lambda)^2 \sim \Delta^2$. Таким образом сечение одномезонного взаимодействия

$$\sigma \sim \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + \mu^2)^2}, \quad /5/$$

т.е. при уменьшении Δ мы сталкиваемся с "борьбой" двух тенденций:

- а/ увеличение сечения в связи с приближением к полюсу /уменьшение знаменателя/ и

^{x/} По этому поводу см. также /27/.

^{xx/} См., например, работу /28/, посвященную исследованию $\pi\pi$ -взаимодействий с помощью изучения πp -взаимодействий.

б/ уменьшение сечения в связи с уменьшением числителя.

Не следует думать, что в сложившейся неясной ситуации дальнейшее развитие возможно только на пути теоретического изучения свойств многомезонных диаграмм. Нам кажется, что решающим может оказаться также достаточно широкое экспериментальное исследование вопроса. Ниже дан набросок программы таких экспериментов, нацеленной прежде всего на выяснение двух взаимосвязанных моментов:

а/ при каких условиях можно ожидать возрастания роли одномезонных взаимодействий?

б/ как убедиться, что при выполнении этих условий роль одномезонных взаимодействий действительно достаточно велика?

Кое-что в этом направлении уже сделано, и мы постараемся дать в каждом случае краткий критический обзор соответствующих литературных данных.

82.

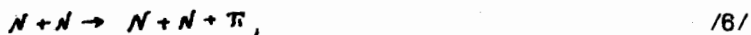
Решение сформулированных выше задач может быть, как нам кажется, получено прежде всего на пути подробного изучения NN -взаимодействий. Рассмотрим, например, реакцию, которой соответствует диаграмма, изображенная на рис. 2. Выделим определенную группу взаимодействий, которую мы склонны считать происходящей в основном по одномезонной схеме /например, взаимодействия с малыми Δ /. Используя экстраполяционную методику, описанную в /24/, мы сможем затем получить после обработки экспериментальных данных величину $\sigma_{\pi N}$. С другой стороны, эта же самая величина сейчас хорошо известна из большого числа прямых экспериментов. Раз так, то становится возможной проверка исходного предположения о том, что выделенная группа взаимодействий происходит в соответствии с одномезонной схемой^{x/}.

Практически кажется несколько более удобной обратная постановка вопроса: исходя из сравнительно хорошо известных свойств πN -взаимодействий

^{x/}Сходная постановка вопроса содержится также в работе /29/ и в появившейся недавно экспериментальной работе /83/.

предсказать ожидаемые свойства NN -взаимодействий. В случае совпадения с экспериментом мы получим более определенное представление о фактической роли одномезонных диаграмм и на этой базе сможем затем перейти к исследованию $\pi\pi$ -взаимодействий, $K\bar{K}$ -взаимодействий и т.д.^{х/}.

Начнем с самых общих качественных следствий, вытекающих из такого подхода. В связи с наличием на диаграмме /рис. 2/ верхнего узла, можно ожидать, что свойства периферических NN -взаимодействий будут грубо "повторять" соответствующие свойства πN -взаимодействий, если относительная скорость двух нуклонов в реакции $N+N$ совпадает с относительной скоростью π -мезона и нуклона в реакции $\pi+N$. Сечение πN -взаимодействия обладает очень четким резонансным максимумом при $E_{\pi} \sim 180$ Мэв, а затем зависит от энергии значительно слабее. В районе резонанса мы имеем дело с упругим рассеянием /причем изотопический спин πN -системы $I = 3/2$, а при больших энергиях "включаются" неупругие процессы. Можно поэтому ожидать, что сечение периферических NN -взаимодействий обладает широким максимумом^{хх/} в районе $1,5 + 2$ Бэв и становится примерно постоянным при больших энергиях. При этом в районе максимума основную роль будет играть реакция



а при повышении энергии станут существенными процессы генерации нескольких π -мезонов.

Рассмотрим более подробно реакцию



^{х/} В принципе не исключено, что одномезонное приближение может более или менее удовлетворительно описывать даже всю реакцию в целом, без какой-либо дискриминации по величине Δ .

^{хх/} Если даже считать, что излучаемый в нижнем узле /рис. 2/ π -мезон обладает нулевым импульсом, то ширина рассматриваемого максимума должна превосходить ширину соответствующего максимума в πN -взаимодействии в $\frac{M}{\mu}$ раз, где M масса нуклона. Учет "движения" π -мезона приводит к дальнейшему уширению и смещению максимума.

которой соответствуют четыре резонансные диаграммы /рис.3/. В общем случае следует учитывать амплитуды, соответствующие всем четырем диаграммам. Если, однако, отбирать только те взаимодействия, в которых нуклон отдачи является нейтроном, то при малых Δ можно, по-видимому, рассматривать только схемы 1 и 4. С другой стороны, если учесть, что в узле πN образуется известная "изобара", то из простых изотопических соображений вытекает, что относительные веса двух оставшихся диаграмм относятся как 1 : 9. Поэтому для первой ориентировки мы можем ограничиться рассмотрением одной только схемы 1. Тогда, в соответствии с ^{/29/}, можно записать

$$\sigma = \frac{f^2}{2\pi^2 q_L^2} \iint d\Delta^2 dx^2 \frac{\Delta^2 x \sigma(x)}{(\Delta^2 + \mu^2)^2}, \quad /7/$$

где x - полная энергия πN -узла в системе его центра тяжести, μ - импульс π - мезона в этой же системе, q_L - импульс первичного протона в лабораторной системе координат, $\sigma(x)$ - сечение $\pi^+ p$ -взаимодействия при энергии x x/.

На рис.4 приведены результаты расчета для различных Δ_{max} , причем для сравнения дана также и кривая, соответствующая отсутствию обрезания по Δ xx/. На рис. 5 изображены аналогичные кривые, вычисленные в предположении, что $\sigma_{\pi^+ p} = const$ /для определенности положено $\sigma_{\pi^+ p} = 30$ мв/. Из сопоставления двух приведенных семейств кривых видно, что в рамках рассматриваемой схемы свойства NN -взаимодействий действительно в значительной мере определяются свойствами πN -взаимодействий.

83.

В настоящее время имеются довольно подробные данные по энергетичес-

x/ Строго говоря, в ^{/7/} входит величина $\sigma(x, \Delta^2)$, совпадающая с сечением $\sigma(x)$ только при $\Delta^2 = -\mu^2$. Мы в первом приближении пренебрегаем различием между $\sigma(x, \Delta^2)$ и $\sigma(x) = \sigma(x, -\mu^2)$, считая, что в интересующей нас области значений Δ^2 функция $\sigma(x, \Delta^2)$ является достаточно плавной /см. также /26/ и /30+33//. Необходимые для расчета данные о сечении $\sigma(x)$ взяты из обзора /34/.

xx/ Последняя кривая также подсчитана для одной только схемы. Расчеты, относящиеся к рис. 4, частично проведены сотрудником ФИАН Л.В.Парийской. Авторы выражают ей свою благодарность.

кой зависимости полного неупругого сечения σ_{pp}^{in} от энергии. См., например, /35,36/. Можно констатировать, что они не противоречат верхней кривой рис.4. Количественного согласия ожидать, конечно, не следует, поскольку даже в рамках одномезонного рассмотрения одной только реакции /6'/ следует учитывать интерференцию между всеми диаграммами, изображенными на рис. 3^{x/}.

Для наших целей более интересно проследить энергетический ход σ_{pp}^{in} при наличии "обрезания" по величине Δ . К сожалению, подобные данные практически почти отсутствуют /см. /33,38,39/.

Перейдем теперь к зависимости σ_{pp}^{in} от Δ при фиксированной кинетической энергии первичного протона. В /32/ отмечается, что при $T = 970$ Мэв имеется грубое согласие импульсного спектра нуклонов отдачи с рассчитанным по одномезонной схеме. В появившейся в самое последнее время работе /33/ это утверждение распространяется и на быстрые нуклоны, если учесть в расчетах интерференционные явления. Результаты /33/ приведены на рис. 6. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия нейтрона, образующегося в реакции /6'/ при $T = 970$ Мэв, по оси ординат - соответствующее дифференциальное сечение.

Нам кажется очень существенным провести при нескольких значениях более тщательное сопоставление экспериментальных данных с теоретическими, включая в рассмотрение не только энергию нейтронов, но и другие характеристики вторичных частиц. Соответствующий расчетный материал удобно было бы представить в виде так называемых таблиц "случайных звезд", методика получения которых разработана в /37,40/.

Существенная особенность одномезонной схемы состоит в том, что в рассматриваемой области энергий π -мезон и один из вторичных нуклонов должны удовлетворять кинематическим соотношениям, связанным с распадом "изо-

^{x/} При $T = 970$ Мэв сечение реакции /6'/, вычисленное с учетом диаграмм 1 и 3 рис. 3, но без учета интерференции, составляет ~ 19 мб. Учет интерференции уменьшает эту величину до 12 мб при экспериментальном значении $16,4 \pm 0,7$ мб.

бары". Так, например, для медленных вторичных нуклонов в реакции /6'/ "изобарная кинематика" должна выполняться либо для π^+ и n /схема 4 /, либо для π^+ и p /схема 3/, причем вторая ситуация должна встречаться в 9 раз чаще первой. Оба положения не противоречат результатам многочисленных экспериментов /38,39,84,41+49/, можно даже говорить о качественном подтверждении. К сожалению, в литературе этот вопрос рассматривается только суммарно, без выделения взаимодействий с малыми Δ .

Это обстоятельство может быть очень существенным. Действительно, "изобарная кинематика" довольно отчетливо проявляется и в суммарных данных, относящихся к реакции



/см. /91,16/, хотя указанная реакция не может протекать в соответствии с одномезонной диаграммой, изображенной на рис. 7, из-за несохранения четности в " π -мезонном" узле. Единственная возможная в данном случае одномезонная схема, изображенная на рис. 1, не должна приводить к "изобарной кинематике"^{х/}. Кажется, таким образом, важным проверить выполняется ли "изобарная кинематика" в реакциях /6/ и /8/ не суммарно, а только для тех взаимодействий, в которых образуются медленные нуклоны отдачи.

Важная информация может быть получена путем анализа изотопических соотношений. Известно, например, что в рамках одномезонных взаимодействий дифференциальные и интегральные сечения реакций $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ равны друг другу /см. /52/. Соответствующие эксперименты пока что не проведены. Особенно интересными были бы данные относящиеся к протонам малой энергии^{хх/}.

^{х/} Известно /см. /50/, что в реакции /8/ суммарные кинематические характеристики вторичных протонов и нейтронов резко различаются. Отсюда также вытекает, что, в целом, реакция /8/ не может быть сведена к одной только одномезонной диаграмме рис.1.

^{хх/} Для многомезонных взаимодействий сечения указанных реакций также одинаковы, если реальный π -мезон излучается не в нуклонном узле. Авторы благодарят А.Л. Любимова и В.И. Огиевского за обсуждение этого вопроса.

Если реакция /6/ происходит по одномезонной схеме, то в пренебрежении интерференцией, различные ее каналы также связаны между собой вполне определенными изотопическими соотношениями /53,54/. Легко, например, показать, что

$$\sigma_{pp \rightarrow p\pi^+} : \sigma_{pp \rightarrow p\pi^0} = 5:1 \quad \text{x/} \quad /9/$$

Здесь снова приходится констатировать отсутствие экспериментальных данных, относящихся специально к периферическим взаимодействиям. Что касается суммарных данных, то количественно они несколько противоречат друг другу. Однако, при всех исследованных энергиях имеет место соотношение

$$\sigma_{pp \rightarrow p\pi^+} \gg \sigma_{pp \rightarrow p\pi^0}$$

т.е. равенство /9/ качественно подтверждается /38,39,41,42,43,49,55-57/xx/

В настоящее время накоплен довольно обширный экспериментальный материал по образованию π -мезонов в столкновениях нуклонов с ядрами при энергии от порога и до /1 + 1,5/ Бэв. Основным процессом во всей этой области является генерация одного π -мезона. Если она происходит по одномезонной схеме, то в реакции $p + \text{ядро}$ ожидается преимущественная генерация π^+ -мезонов / $N_{\pi^+}/N_{\pi^-} \sim 10$ /, а в реакции $n + \text{ядро}$ π^+ и π^- меняются местами. Известно, что при генерации π^- -мезонов на ядрах первоначальное соотношение между π^+ и π^- может существенно измениться за счет вторичных взаимодействий π -мезонов в "родительском" ядре /59/. Тем не менее, предсказания одномезонной схемы качественно выполняются при облучении ядер как протонами /60+62/, так и нейтронами /85/.

Важные следствия вытекают из сопоставления энергетического хода различных каналов реакций



x/ Следует иметь в виду, что для справедливости /9/ предположение об одномезонном взаимодействии не является обязательным. Достаточно более слабого предположения о том, что в промежуточном состоянии образуется изобара с изотопическим спином $I = 3/2$.

xx/ Аналогичное равенство $\sigma_{np \rightarrow n\pi^0} : \sigma_{np \rightarrow p\pi^-} = 4:1$ также не противоречит экспериментальным данным /58/.

В первом случае изотопический спин $I = 1$, во втором - возможно также значение $I = 0$. Суммарный вывод, основанный на материалах работ /58,63-68,86, 89,90/, можно сформулировать так: непосредственно над порогом генерации π -мезона относительные вклады состояний с $I = 0$ и $I = 1$ примерно одинаковы; с ростом энергии роль состояния с $I = 1$ резко возрастает, начиная затем падать только при $T \sim 1,5$ Бэв, когда становится существенной генерация двух π -мезонов.

Сказанное согласуется с предположением о существенной роли одномезонных взаимодействий, поскольку в этом случае суммарный изотопический спин одного из вторичных нуклонов и π -мезона равен $3/2$, и, следовательно, изотопический спин исходной NN -системы $I = 1$. Увеличение вклада этого состояния с ростом энергии может быть связано с тем обстоятельством, что в реакции /6/ минимально-возможный импульс нуклона отдачи довольно велик вблизи порога и падает при увеличении энергии /см. рис. 8/.

В этой связи следует снова отметить, что изложенные выводы относятся к полным сечениям и что было бы очень желательным получить соответствующие экспериментальные данные по одним только периферическим взаимодействиям. При этом в качестве критерия "периферичности" интересно было бы использовать не только малые значения Δ , но также и наличие "изобарной кинематики", поскольку при одномезонном взаимодействии такого рода кинематика должна иметь место.

С точки зрения выделения одномезонных взаимодействий и оценки их относительной роли очень полезным было бы сопоставление реакций

$N + N \rightarrow N + N + \pi$ и $\tilde{N} + N \rightarrow \tilde{N} + N + \pi$, которое может быть вскоре удастся осуществить. Идея сопоставления основана на том, что зарядовое и изотопическое сопряжения сходным образом преобразуют амплитуды, соответствующие одномезонным диаграммам. Можно, например, утверждать, что амплитуды реакций, изображенных на рис. 9, одинаковы по величине и противоположны по знаку. Поэтому, если выделенным каким-либо образом периферическим взаимодействиям соответствуют только одномезонные диаграммы, то их сечения должны быть одинаковыми.

Заметим, что исследование реакции



интересно с точки зрения изучения резонансного $\pi\tilde{N}$ -рассеяния, т.е. выделения "антиизобар" /см. также /69/ /.

84.

Интересные возможности связаны с исследованием периферических взаимодействий быстрых частиц с ядрами /25/. Основная мысль состоит в том, что в актах, не сопровождаемых развалом ядра, переданный импульс невелик, и есть основания надеяться на повышение относительной роли одномезонных взаимодействий. С практической точки зрения очень выгодным является то обстоятельство, что в результате такого рода периферических взаимодействий часто образуются β -активные ядра /70/. Отсюда вытекает очевидная возможность использования электроники и радиохимических методов исследования. В качестве примера можно рассмотреть реакции, диаграммы которых изображены на рис. 10. Во всех указанных там случаях конечные ядра являются β -активными^{x/}.

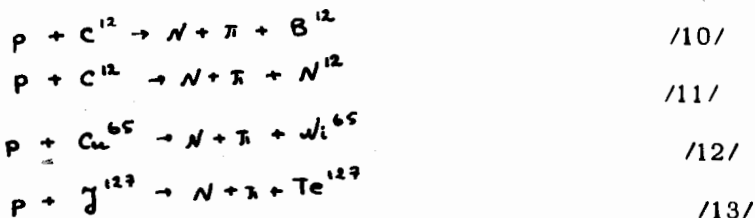
По нашему мнению, работа с ядрами быть может дает еще одно существенное преимущество. Выше было показано, что множитель Δ^2 в числителе /5/ обязан своим происхождением малости размеров излучающей системы. Размеры ядра заметно превышают размеры нуклона. Поэтому, грубо говоря, множитель Δ^2 исчезает, что может привести к существенному усилению относительной роли одномезонных взаимодействий^{xx/}.

^{x/} β -активность не является, конечно, единственным методом выделения периферических взаимодействий с ядрами. В случае легких ядер, в принципе, возможно прямое исследование ядер отдачи в различного рода камерах. Для более тяжелых ядер целесообразно выделять взаимодействия, в которых нет никаких следов развала ядра. В качестве примера предположим, что пучок быстрых π -мезонов проходит сквозь пропановую пузырьковую камеру. Здесь можно было бы выделять взаимодействия без признаков развала ядра углерода при дополнительном условии, что суммарный заряд вторичных частиц равен минус два. Последнее требование исключало бы взаимодействия с водородом. Авторы благодарят Б.П. Банника, В.Г. Гришину, В.Б. Любимова и Л.В. Сильверстова за обсуждение этой возможности.

^{xx/} В принципе не обязательно даже излучение π -мезона в β -состоянии, так как после взаимодействия четность ядра может измениться.

Для ядер, как и для нуклонов, прежде всего кажется наиболее целесообразным исследовать периферические взаимодействия с быстрыми нуклонами.

Речь здесь может, например, идти об энергетическом ходе реакций



начиная от порога генерации π -мезона и вплоть до максимально возможных энергий^{х/}.

При больших энергиях сечения этих реакций составляют, по-видимому, около 10^{-3} от полного сечения p -ядро. Действительно в pp -взаимодействиях нуклон отдачи имеет энергию порядка нескольких Мэв не меньше, чем в 1% всех случаев^{/12,38,39/}.

С другой стороны, захват остановившихся μ^- -мезонов сопровождается вылетом нуклона такой же энергии. Известно, что при этом в /10 + 20%/ случаев из ядра вылетает только нейтрино^{/71+74/}, т.е. захват происходит по схеме $\mu^- + Я_2^A \rightarrow \nu + Я_2^{A-1}$.

Сопоставление обоих фактов показывает, что приведенная выше оценка может считаться вполне обеспеченной^{хх/}. Реакции /12/ и /13/ исследовались при сравнительно малых энергиях вплоть до $T \sim 600$ Мэв/см.^{/75,76,78/} Измеренные сечения составляли $0,1 \div 0,4$ мб. Это не противоречит указанной оценке, так как при рассматриваемых энергиях сечение реакции /6/ также мало.

В некоторых случаях одномезонные реакции на ядрах вообще запрещены. Примером может служить реакция



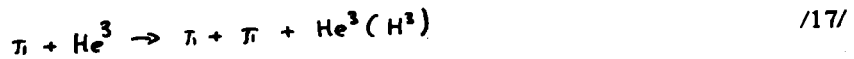
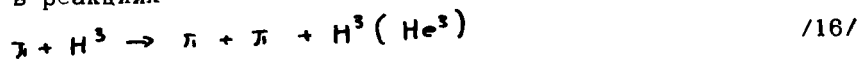
Две одномезонные диаграммы, соответствующие этой реакции, изображены на рис. 11. Левая диаграмма не может осуществиться из-за закона сохранения изотопического спина, правая - четности. Аналогична ситуация и с реакцией

^{х/} При достаточно высоких энергиях можно, конечно, рассматривать и реакции с большим числом π -мезонов; для наших целей существенно, в конце концов, только состояние образующегося ядра.

^{хх/} Не исключено, что она несколько занижена.



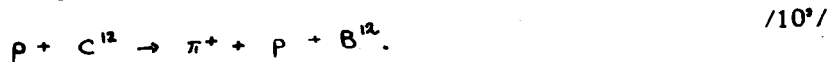
в то время, как в реакциях



одномезонные взаимодействия разрешены.

Это обстоятельство можно использовать для проверки истинной роли одномезонных диаграмм при взаимодействиях быстрых частиц с ядрами. Если она велика, то реакции /14/ и /15/ должны быть сильно подавлены по сравнению с реакциями /16/ и /17/. Можно было бы привести и другие аналогичные примеры.

Периферические взаимодействия на ядрах обладают еще одной интересной особенностью. Рассмотрим для примера реакцию



Соответствующая ей левая диаграмма рис. 12 описывает излучение виртуального $\bar{\pi}$ -мезона ядром с последующим упругим рассеянием на протоне. Так как рассеяние имеет резонансный характер, то можно также говорить об образовании в нуклонном узле изобары и об ее последующем распаде. Существенно, что реакции /10'/ соответствует и правая диаграмма рис. 12, имеющая совершенно другой физический смысл. Здесь виртуальный $\bar{\pi}$ -мезон излучается нуклоном и рассеивается на ядре. Хотя упругое рассеяние $\bar{\pi}$ -мезонов на ядрах подробно не исследовано^{x/}, естественно ожидать, что при $E_{\pi} \sim 200$ Мэв здесь также имеет место сильный резонанс. Поэтому, рассеяние $\bar{\pi}$ -мезона на ядре также можно условно разбить на два этапа - возникновение "ядерной изобары" и ее последующий распад.

Возможное образование "ядерных изобар" усложняет картину одномезонных взаимодействий на ядрах. Однако, с другой стороны, само это явление кажется довольно интересным и заслуживающим специального изучения. В этой связи следует иметь в виду, что в ряде случаев образование "ядерных изобар"

^{x/} По этому вопросу см. , например, работы /79 + 82/ .

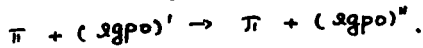
вообще невозможно. Так, например, в одномезонном взаимодействии, соответствующем реакции



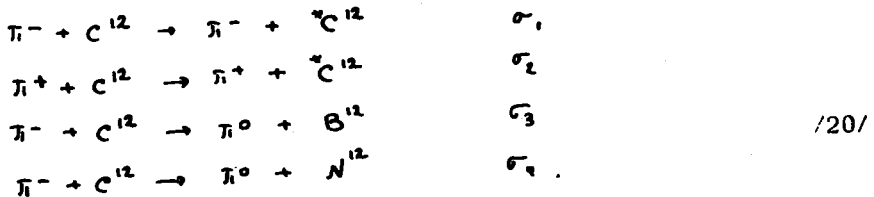
виртуальный π - мезон может излучиться только в "углеродном узле", т.е. "ядерная изобара" не возникает. В других случаях одномезонное взаимодействие возможно только через промежуточную "ядерную изобару", как это имеет место в реакции



В заключение отметим, что свойства "ядерных изобар" можно было бы изучать и непосредственно в реакциях типа



Частным случаем таких реакций является упругое рассеяние, но экспериментально удобнее изучать реакции, сопровождаемые изменением заряда ядра /при прежнем атомном весе/, так как при этом возникает β - активность^{х/}. В качестве примера, удобного для изучения, можно указать на реакции^{хх/}.



В данном случае ожидаются изотопические соотношения

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4. \quad /21/$$

Первое из этих соотношений удобно использовать в качестве контрольного для выявления возможных отклонений от изотопической инвариантности за счет кулоновских взаимодействий. Полученные сведения могли бы быть полезными при исследовании изотопических соотношений в реакциях /10/ и /11/.

^{х/} Следует также иметь в виду, что упругое рассеяние может осуществляться также за счет дифракционного механизма, не имеющего ничего общего с образованием "ядерной изобары".

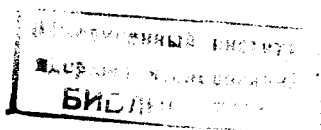
^{хх/} Символом ${}^*C^{12}$ обозначено возбужденное состояние C^{12} , образующее вместе с B^{12} и N^{12} изотопический триплет.

Авторы рады поблагодарить С.М. Биленького, И.М. Дремина, А.А. Логунова, И.Я. Померанчука, И.И. Ройзена, Л.Д. Соловьева, Д.С. Чернавского и Чжун Хунь-юаня за полезные обсуждения, Г.И. Копылова, З.И. Широкову и Р.А.Хренову за проведение расчетов. Один из авторов /М. Подгорецкий/ благодарит также С.А. Бунятова за критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Е.Л. Фейберг, Д.С. Чернавский. ДАН, 81, 795 /1951/.
2. S. Takagi. Prog. Theor. Phys. 7, 123 (1952).
3. Е.Л. Фейнберг, Д.С. Чернавский ДАН, 91, 511 /1953/.
4. W.L. Kraushaar, Z.J. Marks. Phys. Rev. 93, 326 (1954).
5. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 29, 33 /1955/.
6. Д.И. Блохинцев. CERN Symposium, 2, 155 (1956).
7. Н.Л. Григоров, В.С. Мурзин. Изв.АН. СССР, серия физич., 17, 21 /1953/.
8. D.Ciok, T.Coghen, J.Gierula, R.Holynski, A.Jurak, M.Miesowicz, T.Saniewska, O.Stanisiz, J.Pegnegr. Nuovo Cim., 10, 741 (1958).
9. G.Cocconi. Phys. Rev. III, 1699 (1958).
10. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, И.М. Граменицкий, В.Б. Любимов, Ю.П. Мереков, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, Д. Тувдэндорж. ЖЭТФ 37, 1225 /1959/.
11. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Ю.П. Мереков, В.М. Сидоров, В.Я. Ярба. ЖЭТФ, 38, 1346 /1960/.
12. Ван Шу-фень, Т. Вишки, И.М. Граменицкий, В.Г. Гришин, Н. Далхажав, Р.М. Лебедев, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, В.Н. Стрельцов, ЖЭТФ, 39, 957 /1960/.
13. Н.Г. Биргер, Ю.А. Смородин. ЖЭТФ, 37, 1355 /1955/.
14. Н.Г. Биргер, Ю.А. Смородин. ЖЭТФ 36, 1159 /1959/.
15. W.Heitler, H.W.Peng. Proc. Jr. Ac., 40, 101 (1943).
16. Д.С. Чернавский. Suppl. Nuovo Cim, 8, 775 (1956).
17. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул. Nucl. Phys., 13, 583 (1959).
18. В.С.Барашенков. ЖЭТФ, 37, 1464, (1959).
19. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Nucl. Phys., 17, 377 (1960).
20. Ю.А. Романов, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ, 38 №4 /1960/.

21. G.Takada. Phys. Rev. 100, 440 (1955).
22. В.И. Руськин. ЖЭТФ, 36, 935 /1959/.
23. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН, 68, 417 /1959/.
24. G.F.Cew, F.E. Low. Phys. Rev., 113, 1640 (1959).
25. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 36, 300 /1959/.
26. В.Б. Берестецкий, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 39 1078 /1960/.
27. В.Н. Стрельцов. Препринт ОИЯИ Д-472 /1960/.
28. J.A.Anderson, P.G.Burke, D.D.Carmong, N.Schinitz. Proc. 10th Roch. Conf. p. 58 (1960).
29. E.Ferrari. Nuovo Cim., 13, 1285 (1959).
30. И.М. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ, 38, 229 /1960/.
31. И.М. Граменицкий, И.М. Дремин, В.М. Максименко, Д.С. Чернавский
Препринт ФИАН А-25 /1960/.
32. F.Bonsignor, F.Selleri. Nuovo Cim., 15, 465 (1960).
33. F.Selleri. Phys. Rev. Lett., 6, 64 (1960).
34. Г. Бэте, Ф. Гофман. Мезоны и поля 2, ИЛ /1957/.
35. В.С. Барашенков. УФН, 72, 53 /1960/.
36. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ Д-630.
37. Г.И. Копылов, ЖЭТФ 39, 1091 /1960/.
38. T.W.Morris, E.C.Fowler, J.D.Garrison. Phys. Rev., 103, 1472 (1956).
39. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Wittmore. Phys. Rev., 103, 1479 (1956).
40. Г.И. Копылов ЖЭТФ, 35, 1428 /1958/.
41. J.S.Hughes, P.V.March. Phil. Mag., 2, 215 (1957).
42. M.M.Block. CERN Simposium II, 374 (1956).
43. Rutherglen. Proc. 6th Roch. Conf., IY, 39 (1956).
44. Moon. Proc. 6th Roch. Conf., IY, 42 (1956).
45. M.M.Block, E.M.Harth, V.T.Cocconi, E.Hart, W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittimore.
Phys. Rev., 103, 1484 (1956).
46. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittimore, V.T.Cocconi, E.Hart, M.M.Block, E.M.Harth,
E.C.Fowler, J.D.Garrison, T.V.Morrison. Phys. Rev., 103, 1489 (1956).
47. A.P.Batson, L.Riddiford. Proc. Roy. Soc., A237, 175 (1956).
48. V.Alles-Borelli, S.Begia, E.Perez Ferreira, P.Waloshek. Nuovo Cim., 14, 211 (1959).



49. A.P.Batson, B.V.Culwick, J.G.Hill, L.Riddiford. Proc. Roy. Soc., A 251, 218 (1959). 78.
50. E. Pickup, F.Ayer, E.O.Salant. Phys. Rev. Lett., 5, 161 (1960). 79.
51. S.J.Lindenbaum, R.M.Sternheimer. Phys. Rev. Lett., 5, 24 (1960). 80.
52. В.Г. Гришин, В.А. Никитин, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-480 /1960/. 81.
53. Л.И. Липидус. ЖЭТФ, 31, 865 /1958/. 82.
54. F.J.Belinfante. Phys. Rev., 92, 145 (1953). 83.
55. R.Cester, T.F.Hoang, A.Kernan. Phys. Rev., 103, 1443 (1956). 84.
56. Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 30, 296 /1958/. 85.
57. Ю.Д. Прокошкин, А.А. Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 750 /1957/. 86.
58. A.P.Batson, B.V.Culwick, H.B.Klepp, L.Riddiford. Proc. Roy. Soc., 251, 233 (1959). 87.
59. В.Г. Вовченко, Г. Гельфер, А.С. Кузнецов, М.Г. Мещеряков, В.Святковский. ЖЭТФ, 39, 1557 /1960/. 88.
60. D.C.Peaslee. Phys. Rev., 94, 1085 (1954). 89.
61. D.C.Peaslee. Phys. Rev., 95, 1580 (1954). 90.
62. L.Yuan, S.Lidenbaum. Phys. Rev., 103, 404 (1956). 91.
63. В.П. Дзелепов. ЖЭТФ 29, 886 /1955/.
64. T.Coop, D.H.Hill, W.F.Hornyak, L.W.Smith, G.Snow. Phys. Rev., 98, 1369 (1955).
65. F.F.Chen, C.P.Leavitt, A.M.Shapiro. Phys. Rev., 103, 211 (1956).
66. A.Shapiro. Proc. 6th Roch. Conf., IY, 31, (1956).
67. Б.С. Негазов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265 /1957/. 92.
68. Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ, 35, 78 /1958/. 93.
69. S.J.Lindenbaum, R.M.Sternheimer. Phys. Rev. Lett., 5, 24 (1960). 94.
70. Ю.Д. Баяков, Г.А. Лексин. ЖЭТФ, 38, 1907 /1960/. 95.
71. T.N.K.Godfrey. Phys. Rev., 92, 512 (1953). 96.
72. T.N.K.Godfrey. Phys. Rev., 94, 756 (1954). 97.
73. L.Winsberg. Phys. Rev., 95, 205 (1954). 98.
74. J.O.Burgman, J.Fisher, B.Leontic, A.Lumbdy, R.Muenier, J.O.Stroot. Phys. Rev. Lett., 1, 469 (1958). 99.
75. Si-Cang Fang, A.Turkevich. Phys. Rev., 95, 176 (1954). 100.
76. J.Derado, M.Schmitz. Phys. Rev., 118, 309 (1960). 101.
77. А.К. Лаврухина, И.М. Гречищева, Б.А. Хлопин. Атомн. Энерг. 6, 45 /1959/. 102.

78. М.Я. Кузнецова, Мин Нам Бук, В.Н. Рыбаков, В.А. Халкин. Препринт ОИЯИ Р-624 /1960/.
79. A.M.Shapiro. Phys. Rev., 84, 1036 (1951).
80. В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, М.С. Козодаев, В.Т. Осипенков, Н.И. Петров, В.А. Русаков. ЖЭТФ, 31, 923 /1956/.
81. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Да-цао, Л.Н. Дубровский, Е.Н. Кладни-кая, М.И. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 899 /1958/.
82. T.A.Fujii. Phys. Rev., 113, 695 (1959).
83. G.A.Smith, M.Courant, E.Fowler, H.Kraybill, J.Sandeiss, H.Taft. Phys. Rev. Lett., 5, 571 (1960).
84. G.Smith, H.Conrant, E.Fowler, H.Kraybill, J.Sandeiss, H.Taft. Proc. 10th Roch. Conf. p. 203 (1960).
85. В.М. Сидоров. ЖЭТФ, 28, 727 /1955/.
86. K.S.Marish, L.M.Soroko. Proc. 10th Roch. Conf., p. 194 (1960).
87. V.I.Veksler. Proc. 10th Roch. Conf., p. 810 (1960).
88. N.A.Dobrotin, S.A.Slavatinsky. Proc. 10th Roch. Conf., p. 819 (1960).
89. Дунайцев и Ю.Д. Прокошкин . ЖЭТФ, 38, 144 /1959/.
90. Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ Д-569 /1960/.
91. V.S.Barashenkov, V.A.Belyakov, E.G.Bubelev, Wang Shou Fang, V.M.Maltsev, Ten Gyn, K.D. Tolstov. Nucl. Phys., 9, 74 (1958)

Рукопись поступила в издательский
отдел 17 марта, 1961.

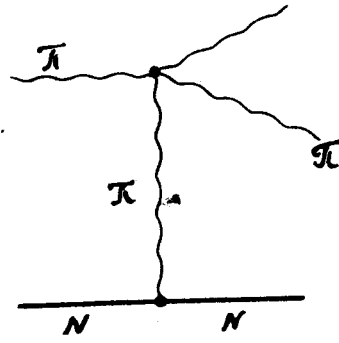


Рис. 1.

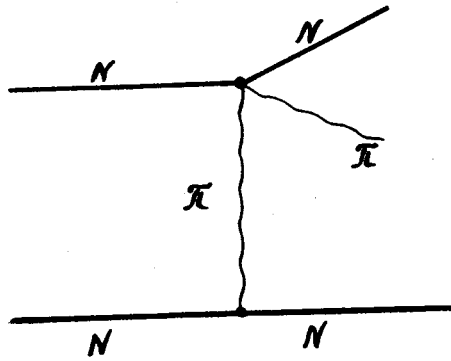


Рис. 2.

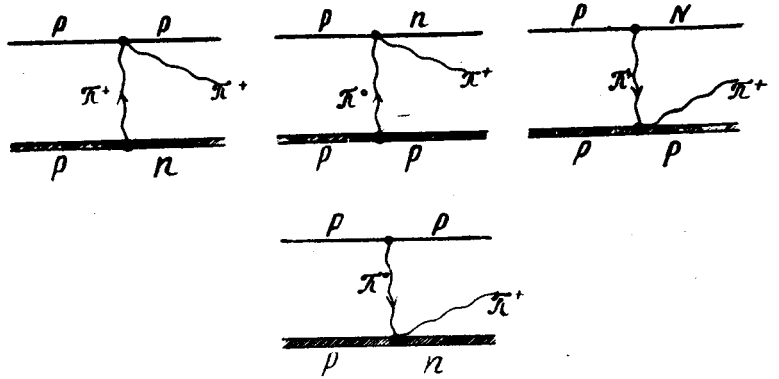


Рис. 3.

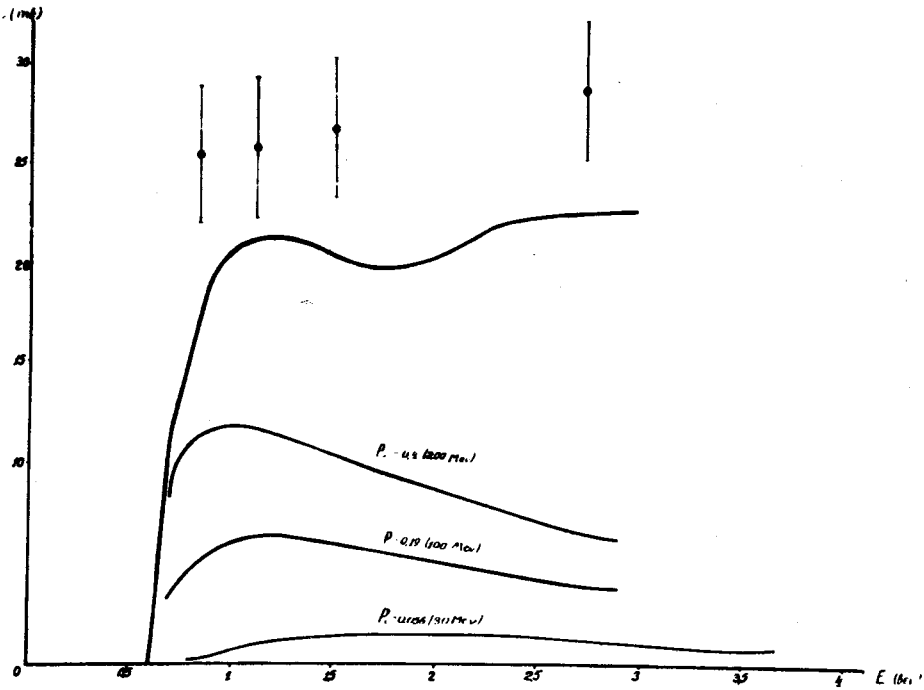


Рис. 4.

Зависимость сечения от энергии для взаимодействий нуклон-нуклон, вычисленная по одномезонной схеме при различных значениях Δ^2_{max} . В скобках указана максимальная кинетическая энергия нуклона отдачи. Верхняя кривая рассчитана без обрезания по Δ^2 . Точки соответствуют экспериментальным значениям $\sigma_{\text{pp}}^{\text{неупр.}}$

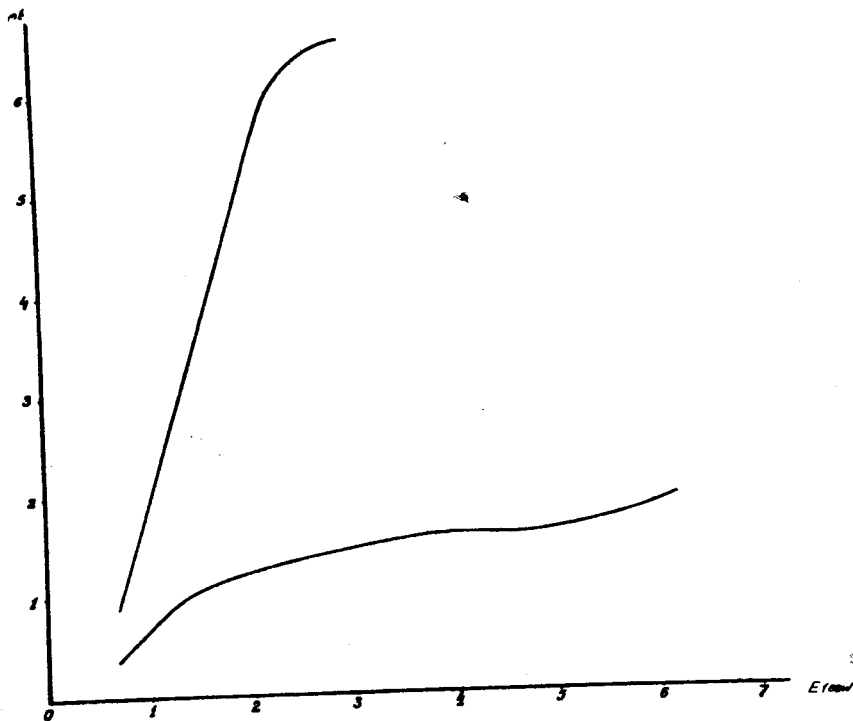


Рис. 5.

Зависимость от энергии сечения для взаимодействий нуклон-нуклон, вычисленный по одномезонной схеме при предположении, что $\sigma_{TP} = \text{const}$.

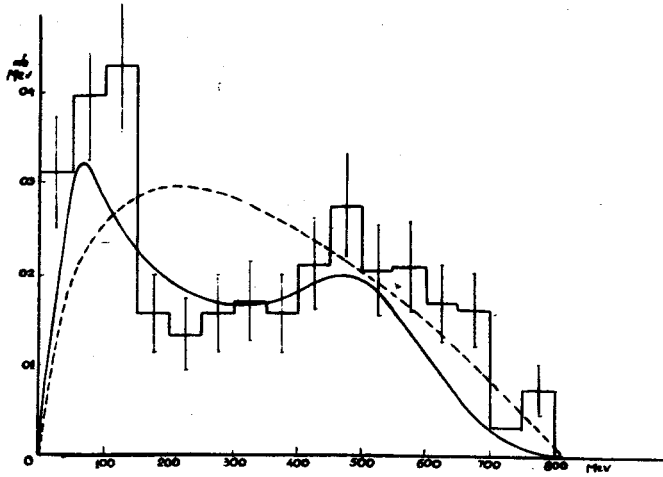


Рис. 6. Спектр нейтронов отдачи в реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ при $T = 970$ Мэв. Сплошная кривая - расчет по одно-мезонной схеме, пунктирная - по статистической теории.

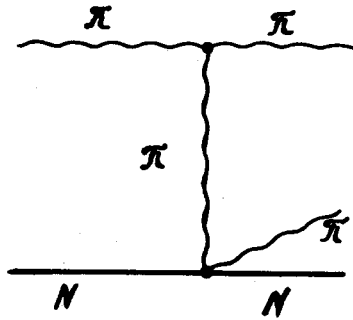


Рис. 7.

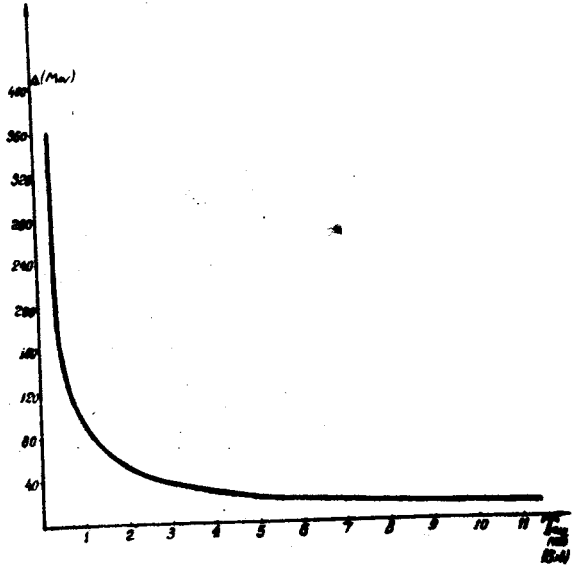


Рис. 8. Зависимость минимально возможного импульса отдачи нуклона в зависимости от кинетической энергии нуклона в л. системе для взаимодействий нуклон-нуклон.

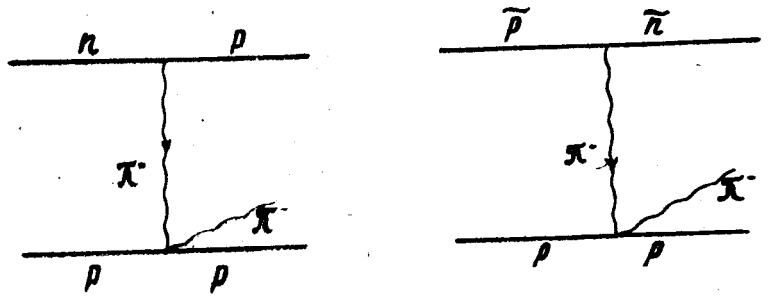


Рис. 9.

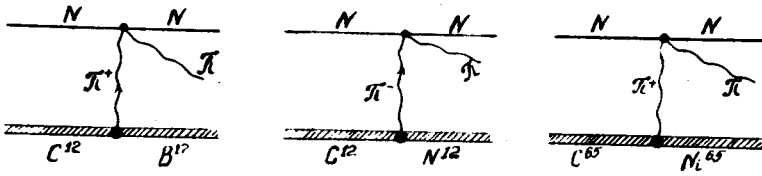


Рис. 10.

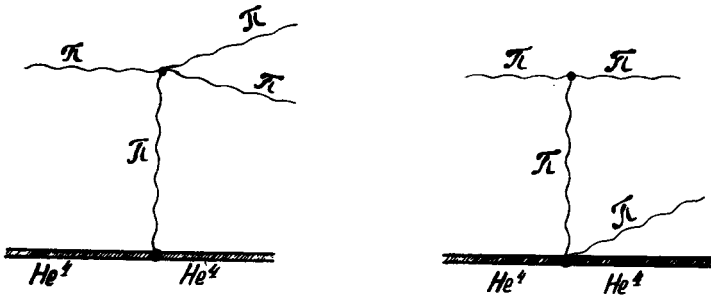


Рис. 11.

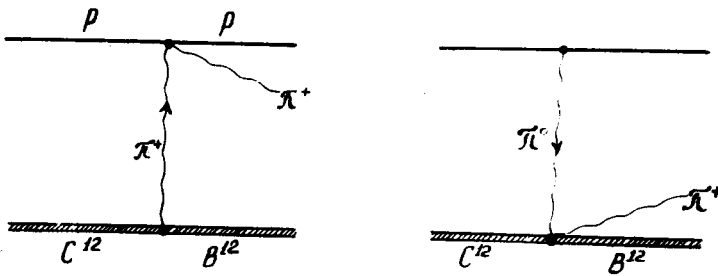


Рис. 12.