

0345.46
Ш-643
Proc. of the 12th Intern. Confer. on High Energy Phys., Dubna, 1964 (Moscow Atomizdat, 1966, v.1, p. 283-290).

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ



JOINT
INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

Москва, Главпочтамт п/я 79

Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow USSR

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
Дубна 5-15 августа 1964 г.

THE 1964 INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS

Dubna, August 5-15.

ДОКЛАДЫ РАПОРТЕРОВ RAPORTEURS' REVIEWS

P-1788

ТЕОРИЯ ПИОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НИЖЕ 1 ГЭВ

Раппортер Д.В. Ширков

Секретари: В.А. Мешеряков,
А.В. Ефремов,
В.В. Серебряков

Дубна 1964

P-1788

ТЕОРИЯ ПИОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НИЖЕ 1 ГЭВ

Раппортер Д.В. Ширков

Секретари: В.А. Мешеряков,
А.В. Ефремов,
В.В. Серебряков

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

25.02/1 м.

Я начну с фразы, которая, по-видимому, становится традиционной на этих конференциях: ввиду большого количества работ, представленных на секцию, я не в состоянии дать их полный обзор, и сконцентрирую свое внимание на наиболее существенных идеях и результатах.

Одним из новых представлений в физике сильных взаимодействий является так называемый механизм шнуровки (или бутстрап). Эта концепция возникла несколько лет назад в рамках низкоэнергетических дисперсионных схем. Логiku рассуждений, лежащую в основе схемы бутстрапа, наиболее естественно изложить на основе низкоэнергетического пион-пионного взаимодействия.

В настоящее время считаются известными следующие свойства низкоэнергетического $\pi\pi$ -взаимодействия:

а/ существование ρ -мезона с массой $M_\rho \approx 750$ Мэв и полной шириной $\Gamma_\rho \approx 100$ Мэв; б/ f_0 -мезон, $M_{f_0} \approx 1250$ Мэв, $\Gamma_{f_0} \approx 150$ Мэв; в/ ω -мезон, $M_\omega \approx 780$ Мэв, $\Gamma_\omega \approx 10$ Мэв.

Имеется еще η -мезон, который, однако, к $\pi\pi$ -взаимодействию отношения не имеет.

Перечисленные характеристики резонансов соответствуют большому числу разнообразных экспериментов и их различных теоретических обработок. Слепо доверять им все же не следует, так как имеются указания на то, что некоторые из них могут претерпеть существенные изменения. Мы имеем здесь в виду в первую очередь ширину ρ -мезона. Кроме того, имеется некоторое количество информации об s -волнах $\pi\pi$ -рассеяния

и, в частности, указания на то, что s -волна ($I = 0$) может быть большой. Однако сознание необходимости учета s -волн разделяется далеко не всеми теоретиками. Имеется большое количество работ, фактически исходящих только из представления о том, что вся низкоэнергетическая пион-пионная физика сводится к трем указанным резонансам.

Такая точка зрения при всей ее ограниченности является, конечно, весьма естественной, это, так сказать, "первое, что приходит в голову".

Станем пока на эту позицию. Будем считать, что, кроме частиц и квазичастиц резонансов, в рассматриваемой области низких энергий нет других существенных явлений.

Поэтому к обычным предположениям низкоэнергетических дисперсионных теорий - аналитичность, двухчастичная унитарность, кроссинг-симметрия, пренебрежение высшими волнами - добавим гипотезу о том, что левый разрез, который обычно ассоциируется с силами, описывающими взаимодействие, может быть аппроксимирован только вкладами от резонансных волн. Если мы теперь еще предположим, что полученные этим путем уравнения обладают решениями, резонансные свойства которых совпадают с использованными аппроксимациями, то придем к так называемой "теории бутстрапа" (bootstrap-шнуровка).

В качестве иллюстрации рассмотрим взаимодействие двух пионов с $I = 1$. Такая пара пионов может обмениваться ρ -мезоном (рис.1). Этот обмен дает силы притяжения, которые в свою очередь могут привести к возникновению резонанса в прямом канале с $l=1, I=1$ (см.рис.2).

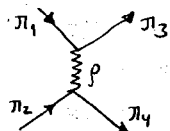


Рис.1.

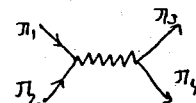


Рис.2.

Уравнение для p -волны A_1 имеет вид

$$A_1(\nu) = V(\nu) + \frac{\nu}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{Im} A_1(\nu')}{\nu'(\nu'-\nu)} d\nu' \quad (1)$$

Здесь $A_1 = \sqrt{\frac{\nu+1}{\nu}} e^{i\delta_1} \sin \delta_1$; $\nu = q^2/\mu^2$, $V(\nu)$ - вклад от кроссинг-процессов типа представленного на рис.1, имеющий нефизический разрез $-\infty < \nu < -1$.

Наиболее простой способ рассуждений, восходящий к работе Закаризен (Zachariasen) (1961 г.), состоит в следующем.

Решение представим в виде

$$A_1(\nu) = N(\nu)/D(\nu), \quad (2)$$

где функция N имеет только левый разрез, а D - только правый.

Из условия унитарности $\text{Im} 1/A = -\sqrt{\frac{\nu}{\nu+1}} \equiv K(\nu)$

получаем $\text{Im} D(\nu) = -K(\nu)N(\nu)$ при $\nu > 0$, вследствие чего

$$D(\nu) = P_n(\nu) - \frac{i}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{K(\nu')N(\nu')}{\nu'-\nu} d\nu', \quad (3)$$

где P_n - полином.

Положим теперь вместе с Закаризен, что $N(\nu) = V(\nu)$, причем $V(\nu)$ описывается только диаграммой рис.1, и что полином P_n выбран так, что

$$D(\nu) = 1 - \frac{\nu+1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\kappa(\nu')N(\nu')}{\nu'-\nu} d\nu'. \quad (4)$$

Для возникновения резонанса в A_1 нужно, чтобы

$$\operatorname{Re} D(\nu) = 0 \text{ при } \nu = \nu_p, \quad (5)$$

где $\nu_p = m_p^2/4 - 1$. Ширина резонанса определится вычетом функции A_1 в полюсе $\nu = \nu_p$ в виде:

$$\int_3 \frac{m_p}{\nu_p} K(\nu_p) = \frac{\gamma_{\rho\pi\pi}^2}{12\pi} = \frac{4}{\nu K(\nu)} \frac{\operatorname{Im} D}{\frac{dK}{d\nu}} \Big|_{\nu=\nu_p} = - \frac{4 N(\nu)}{\nu \frac{d\operatorname{Re} D}{d\nu}} \Big|_{\nu=\nu_p} \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) часто называются "первым и вторым уравнениями бутстрапа". Они дают возможность определить два параметра m_p и $\gamma_{\rho\pi\pi}$.

Результат Закаризенна - $m_p = 950$ Мэв, $\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi \approx 2,8$ - не находится в большом противоречии с экспериментальными данными.

К настоящему моменту разнообразные вычисления в рамках теории бутстрапа представлены довольно большим количеством работ. Эти работы отличаются друг от друга различными способами аппроксимации левого разреза, различными способами учета высокоэнергетических вкладов, а также введением неупругих членов в условие унитарности (например, учет канала $\pi\pi \rightarrow \pi\omega$).

На данной конференции был представлен доклад Каппса о применении изложенной простой схемы бутстрапа к унитарным октетам частиц в рамках группы $SU(3)$. Вместо π -мезона здесь стоит псевдоскалярный мезонный октет P , а вместо ρ -мезона - векторный октет V .

Каппс нашел, что если P -мезоны вырождены по массе, то есть решение с вырожденными V -мезонами и константами связи, соответствующими точной $SU(3)$ -симметрии. Если же предположить снятие P - вырождения по правилу сумм Гел Манн-Окубо,

то V -октет также расщепляется, причем отношение $\gamma_{K^*\pi K} / \gamma_{\rho\pi\pi}$ возрастает, что больше соответствует эксперименту.

К сожалению, приведенные выше простые выкладки не могут считаться сколько-нибудь последовательными. Так, например, в (1) функция $V(\nu)$, соответствующая диаграмме рис.1, приводит к нарушению свойств кроссинг-симметрии. Далее, в (4) выбор точки вычитания $\nu_0 = -1$, т.е. $D(-1) = 1$, является произвольным и фактически содержит новый параметр. Ограничение в N - борновским приближением $N = V$, приводящее к явному выражению (4) для D , также требует обоснования даже в пределах малых констант связи. Эти обстоятельства и приводят к большому количеству различных подходов к реализации программы бутстрапа.

Упомянем из них метод Балаша-Уонга, получивший некоторую известность. В методе Балаша функция N представляется (в первом приближении) в виде набора полюсов, расположенных на кроссинг-разрезах, вычеты которых определяются пороговыми условиями для парциальных волн и условиями кроссинг-симметрии амплитуды в некоторой точке на левом разрезе.

В этом подходе кроссинг-симметрия выполняется лучше и вопросы, связанные с неоднозначностью точки вычитания сводятся к проблеме выбора точки сопряжения.

Ряд авторов использует в качестве основы бутстрапных вычислений не дисперсионные уравнения для парциальных волн типа (1), а уравнения типа Бете-Солпитера для амплитуды рассеяния в целом. К ним относится представленная на эту конференцию работа Каткоского и др., в которой получен ряд качественных выводов, в частности, аналоги изложенных результатов Каппса для октетов.

Еще один общий дефект всех вычислений по бутстрапу заключается в том, что кроме "нужных" физических резонансов, силы, обусловленные этими физическими резонансами, приводят к возникновению "лишних" резонансов, не заложенных в потенциал и не соответствующих наблюдаемым явлениям.

Ввиду всех этих трудностей следует сказать, что до сих пор никаких вполне последовательных вычислений в рамках бутстрапа не имеется. Более того, имеющиеся непоследовательные рассуждения не приводят к цельной физической картине.

Однако все же имеются соображения, заставляющие относиться к бутстрапным представлениям более серьезно, чем того заслуживают упомянутые модельные расчеты.

Во-первых, сама идея о том, что силы, возникающие в результате обмена резонансными частицами в кроссинг-канале, приводят к образованию этих резонансов в прямом канале, кажется физически весьма ясной и привлекательной с эстетической точки зрения. Она дает естественный подход к определению масс и констант связи из условий самосогласованности, причем надежда на однозначное определение этих величин не представляется неразумной. При этом обычные стабильные частицы и нестабильные частицы - резонансы выступают равноправным образом.

Во-вторых, имеются соображения, устанавливающие связь между теорией бутстрапа и квантовой теорией поля с нестабильными частицами. Одной из первых работ в этом направлении была статья Рокмора в 1963 году. В последнее время эта идея разрабатывается рядом авторов, в особенности Гюттингером.

Суть дела заключается в том, что уравнения бутстрапа в низшем приближении (4), (5), (6) совпадают по форме с условиями $Z_i = 0$, теории с составными частицами. Рассмотрим функцию Грина Δ_p нестабильного мезона.

Аппроксимируя массовый оператор пионной петлей (рис.3)

$$\Delta_p \approx \Delta_p^0 + m Z_1 + m Z_1 Z_1 + \dots = \frac{1}{(m_p^2 - s + \Sigma(s))}; \quad \Sigma \approx 0,$$

Рис.3.

рассмотрим полученное выражение в окрестности физической массы ρ -мезона $s = m_p^2$. Получаем

$$\Delta_p|_{s \sim m_p^2} \sim \frac{(Z_2^0)^{-1}}{m_p^2 - s}; \quad Z_2^0 = 1 - \frac{\partial \Sigma(s)}{\partial s} \Big|_{s=m_p^2} \quad (7)$$

Нетрудно проверить, что второе уравнение бутстрапа (6) совпадает с условием $Z_2^0 = 0$.

(8)

Рассмотрим далее $\rho\pi\pi$ -вертекс $\Gamma_{\rho\pi\pi}$. В третьем порядке теории возмущения имеем (см.рис.4)

$$\Gamma_{\rho\pi\pi} \equiv \text{diagram} = \text{diagram} + \text{diagram}$$

Рис.4.

Строго говоря, соответствие (8) с (6), а также (9) с (5) выполняется лишь в теории со скалярными частицами. Для векторных частиц, таких, как ρ -мезон, возникает проблема расходимостей.

На массовой поверхности при $p_1^2 = p_2^2 = m_\pi^2$, $p_\rho^2 = m_\rho^2$
 $\Gamma(m_\pi^2, m_\pi^2, m_\rho^2) = \sum_1^p \chi_{\rho\pi\pi}$. Первое уравнение бутстрапа (5)
 оказывается эквивалентным условию

$$\sum_1^p = 0 \quad (9)$$

Мы приходим, таким образом, к схеме, предложенной несколько лет назад Жуве, Саламом и Лю (Jouvet, Salam, Liu) для описания связанных состояний в рамках лагранжева формализма.

Указанная возможная связь между схемой бутстрапа и физикой $\sum_1^p = 0$ представляется нам весьма интересной. Она позволяет в известном смысле оправдать отсутствие удовлетворительных результатов в бутстрапных вычислениях, поскольку в этом плане трудности создания последовательной теории бутстрапа оказываются эквивалентными трудностями построения теории поля, описывающей нестабильные частицы.

На этом мы оставим эти весьма интересные и сложные вопросы, упирающиеся в основные проблемы квантовой теории поля, и вернемся в области физики энергий ниже 1 Гев.

По нашему мнению, главным физическим недостатком "низкоэнергетической теории бутстрапа" является пренебрежение силами, связанными с обменом ρ -волновой парой $\pi\pi$ -мезонов в состоянии $I = 0$ (не обязательно резонирующей). Если предположить, что эти силы играют существенную роль в низкоэнергетическом $\pi\pi$ -рассеянии, то возникает возможность построить замкнутую математическую схему $\pi\pi$ -взаимодействия. Если в бутстрапных теориях решающим был ρ -мезонный (ρ -волновой) обмен, то в этой теории фоном, на котором строится вся низкоэнергетическая физика, является ρ -волновой вклад в дисперсионных соотношениях вперед-назад. Эта ситуация напоминает $\pi\pi$ -взаимодействие, где соответствующую роль играет широкий ρ -ре-

зонанс. Поэтому естественно, что ширина получающегося в этой теории резонанса чувствительна к силе взаимодействия пионов, которая определяется величиной ρ -волны ($I = 0$). Однако эта сила взаимодействия не может быть слишком большой, так как в противном случае может возникнуть связанное состояние в волне $I = 0$, $I = 0$, не наблюдаемое на опыте. Поэтому ширина ρ -мезона в этой теории не может превышать 40 Мэв. Конечно, и эта схема имеет ряд существенных недостатков. Так, она не учитывает неупругих эффектов и высокоэнергетические вклады входят в нее только через величину константы взаимодействия. Однако тот факт, что здесь ρ -волна $I = 0$ играет существенную роль, ставит следующую дилемму: или экспериментально ρ -волна мала, в этом случае это построение нельзя принимать всерьез, или ρ -волна велика, тогда существенная часть этой схемы, видимо, будет входить в идеальную теорию низкоэнергетического $\pi\pi$ -рассеяния. Может быть, истина лежит где-то между бутстрапом и этой теорией.

Во всяком случае сейчас существуют экспериментальные указания на то, что ρ -волна может быть большой на довольно большом энергетическом интервале. Поскольку эти указания носят косвенный характер, вопрос о величине ρ -волны нельзя считать окончательно решенным. Нам представляется, что решение этого вопроса является крайне важным для построения низкоэнергетической теории $\pi\pi$ -взаимодействия.

Перейдем теперь к пион-нуклонному рассеянию.

К настоящему времени вопросу об изучении упругого πN -рассеяния было уделено достаточное внимание со стороны теоретиков. Результатом этого явилось повышение требований к точности

экспериментальных данных; а также возникновение вопроса об одновременном описании πN -рассеяния в области < 300 Мэв и 300 ± 1 Гэв. Последнее не является тривиальным, так как при энергиях $300 - 1000$ Мэв существенными становятся неупругие каналы и число параметров, необходимых для описания эксперимента, удваивается. В связи с этим представляется важной попытка / Nöhler / применить хорошо доказанные дисперсионные соотношения вперед для выяснения роли неупругого фона в πN -рассеянии и возможного обнаружения новых резонансов. Комплексные диаграммы амплитуды упругого рассеяния вперед в резонансной области имеют форму окружностей, центры которых определяют неупругость в области резонанса. Однако на таком пути трудно определить изменение неупругого фона с энергией. В связи с этим представляет большой интерес описание неупругих процессов, например, $\pi^+ N \rightarrow \pi^+ \pi^+ N$, предпринятое Olsson'ом и Yodh'ом (сейчас, по-видимому, еще трудно сказать, насколько этот анализ совместен с фазовым анализом πN -рассеяния ввиду большой неоднозначности последнего).

Вопрос о параметризации фаз или амплитуд рассеяния не является чисто академическим.

Я не стану вдаваться в детали этого, поскольку у всех жива в памяти бурная дискуссия, развернувшаяся на конференции после доклада Казаринова. Отмечу только, что объяснение энергетического поведения сечения πN в области $300-1000$ Мэв невозможно без привлечения информации о сильном S -волновом взаимодействии пионов (в состоянии с $I=0$).

Таким образом, ясно видно, что данные по фазовому анализу в этой области еще сильно зависят от способа обработки, и требуется немало экспериментальных и теоретических усилий для выяснения их истинного хода с энергией.

Что касается теоретического осмысливания данных по фазовому анализу, то здесь была проделана большая работа. Мы имеем хорошую обработку эксперимента по длинам S -рассеяния (Hamilton, Woolcock), однако совершенно не выяснено влияние на них $\pi\pi$ -взаимодействия.

Если использовать значения длин рассеяния Hamilton'a и Woolcock'a и последние результаты по полным сечениям $\pi^+ p$ -рассеяния, то известное правило сумм Голдбергера и др., связывающее $a^{(-)}$, f^2 и интеграл $(\sigma_{tot}^- - \sigma_{tot}^+)$, не выполняется / Nöhler /. Этот факт может иметь объяснение при учете электромагнитных взаимодействий, приводящих к образованию π -мезоатомов. Такие расчеты были проведены В. Плешаковым в Новосибирске.

Все сведения о $\pi\pi$ -взаимодействии из πN -рассеяния получаются из изучения энергетической зависимости фаз рассеяния.

Авторы всех работ сходятся на том, что роль ρ -мезона велика в объяснении изотоспинфлиновых комбинаций парциальных волн. Выводы относительно $\pi\pi$ -взаимодействия в состоянии $\ell=I=0$ менее однозначны. Последнее, очевидно, связано с поведением δ_0^0 . Если δ_0^0 велика или обладает широким резонансом, то полюсное приближение для f_2^0 парциальной волны является неудовлетворительным. Поэтому в этом месте, по-видимому, сказывается различие подходов к выделению $\pi\pi$ -взаимодействия из данных по πN -рассеянию.

Очевидно, что наилучшим будет тот метод, в котором производная $\pi\pi$ -вклада по энергии будет максимальной. Таким свойством обладают дисперсионные соотношения для рассеяния назад по квадрату импульса π -мезона в системе центр масс, что было показано в работах дубненских теоретиков. Этот факт был использован в работах Аткинсона. Однако Аткинсон получил два решения, отличающихся знаком длины рассеяния a_0 , что можно объяснить ошибками, возникающими при использовании процедуры аналитического продолжения в область реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$.

Другой способ использования дисперсионных соотношений для рассеяния назад проводится в доложенной на конференции работе П.Исаева, В.Лендзель, В.Мецеракова. Авторы получают выражения для парциальных волн $\pi\pi$ -рассеяния, комбинируя дисперсионные соотношения для рассеяния вперед-назад. Благодаря малому значению длины $\pi\pi$ -рассеяния $a_0 \sim 0,005$, весь энергетический ход $\text{Re } f_3^{(4)}$ определяется δ_0^0 -фазой $\pi\pi$ -рассеяния. В качестве моделей δ_0^0 -фаз были использованы приближение длины рассеяния, а также решения уравнений для $\pi\pi$ -рассеяния, полученные Серебряковым в Новосибирске два года назад и доложенные на Женевской конференции. Оба варианта приводят к сильному притяжению в системе 2π для $J = T = 0$. Приближение длины рассеяния дает $a_0 \sim 3$, что не согласуется с другими источниками информации об a_0 . Сибирское резонансное решение представляется более разумным. Оно дает для величины a_0 значение ~ 1 . Резонанс расположен далеко $E_{\text{res}} \sim 1250 \text{ МэВ}$. В этой области сами уравнения $\pi\pi$ -рассеяния очевидно не верны. Однако этот резонанс чрезвычайно широкий. Поэтому этот результат следует интерпретировать как большую g -волну, а не как реальный резонанс.

Для сравнения с выводами относительно δ_0^0 из решения

$\pi\pi$ -уравнений удобно изображать результаты в виде зависимости $\sqrt{\frac{v}{v_1}} \cot \delta_0^0$ от энергии (см. рис. 5)

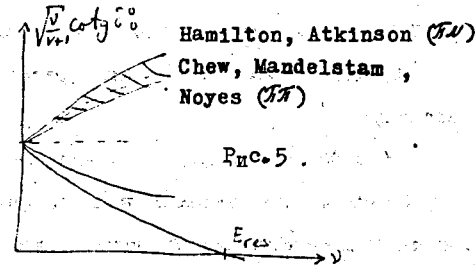


Рис. 5.

Резонансное решение приводит к падающим котангенсам. Только

они в работе Исаева и др. могут объяснить энергетический ход $\text{Re } f_3^{(4)}$. Растущие котангенсы дадут заниженные значения $\text{Re } f_3^{(4)}$. Эти различные выводы получены различными методами. При сравнении их удобно пользоваться соотношениями симметрии, которым должны подчиняться $\pi\pi$ -вклады в $\pi\pi$ -рассеяние. Эти соотношения были предложены Лавлесом, а их следствия для статистического предела рассмотрены Исаевым, Лендзелем и Мецераковым. В работе последних они строго выполнены, а в подходе Гамильтона и др. являются дополнительным критерием надежности выделения $\pi\pi$ взаимодействия. Проверка их показывает, что они приближенно верны, однако изменения их следует за вариацией самого $\pi\pi$ -вклада. Указание на возможное изменение величины $\pi\pi$ -вклада содержится в доложенной работе Anvil, Donnachie, Lea and Lovelace "Pion-Nucleon Phase Shifts and Resonances".

Таким образом, существует надежда, что различные группы теоретиков придут к единому мнению относительно падающих котангенсов.

Более трудной является задача описания $\pi\pi$ -рассеяния.

Теория ядерных взаимодействий после Женевской конференции 1962 г. развивалась в основном в направлении построения моделей однопозонного обмена (OPE). В ряде работ было показано, что учет таких мезонов, как ω, ρ, η и гипотетического скалярного $I=0$ мезона σ , позволяет дать удовлетворительное описание феноменологического ядерного потенциала до весьма малых расстоя-

ний ($m\pi \sim 0,6$) и сдвигов фаз упругого рассеяния в области $\lesssim 300$ Мэв для парциальных волн с $\ell \geq 1$.

На настоящей конференции представлено три работы по \mathcal{NN} -потенциалу.

1/ В.Бабинов и др. "Тяжелые мезоны и локальный потенциал".

Новым здесь является то, что анализ парциальных волн начинается с рассмотрения s -волн, а не $\ell \geq 1$. Для этого используется допущение о том, что в области энергий < 300 Мэв тяжелые векторные мезоны " ω " и " φ ", обладающие большими константами связи, создают отталкивательный барьер, заменяющий "core" старых моделей. Авторы упрощают вид потенциала, задавая его как суперпозицию потенциалов Юкавы. С помощью набора из восьми мезонов, среди которых важную роль играют гипотетические скалярные мезоны /один из них с $I = 0$ /, авторам удалось описать наблюдаемые синглетные фазы рассеяния.

2/Во второй работе (Савада и др. "Модель однобозонного обмена в нуклон-нуклонном рассеянии")рассматривается другая феноменологическая модель, так называемая ОБЕС. В модели ОБЕС, так же, как и в модели ОБЕР, учитываются лишь простейшие диаграммы однобозонного обмена. Для обеспечения унитарности производится суммирование лестничных диаграмм с промежуточным состоянием на массовой поверхности. Считается, что ввиду отсутствия строгой теории сильных взаимодействий такой подход может быть оправдан хорошим описанием эксперимента. Модель ОБЕС весьма проста в приложениях к различным процессам, например, к \mathcal{NN} -рассеянию. В применении к упругому pp -и pn -рассеянию авторы получают удивительно хорошее /при столь малом числе параметров/ описание экспериментальных данных. Для состояний с $\ell \geq 1$ оказалось достаточно учесть, кроме π -мезона,

ω , ρ и гипотетический нейтральный $I=0$ скалярный мезон с массой 500 Мэв. Однако s -волновое рассеяние вводится чисто феноменологически. Кроме того, как указывают сами авторы, в рамках модели ОБЕС нельзя получить связанных состояний. Последнее естественно не вызывает трудностей в модели ОБЕР, которая, может быть, более предпочтительна.

3/ Вопрос о природе ядерных сил на малых расстояниях обсуждается в 3-ей работе - Otsuki и др. "Ядерные взаимодействия в области отталкивательного ядра". Анализируя параметры теории эффективного радиуса и энергетическую зависимость 4S_0 -волн, авторы приходят к выводу о том, что мягкая отталкивающая сердцевина может быть только короткодействующей типа $e^{-(\kappa x)^2}$ или даже $e^{-(\kappa x)^4}$. Авторы утверждают, что дальнедействующий потенциал типа $e^{-\kappa x}/x$ не может дать одновременно хорошее описание как длины рассеяния и эффективного радиуса, так и энергетической зависимости фаз 4S_0 . Поэтому подвергается сомнению возможность описания отталкивательной сердцевины с помощью модели однобозонного обмена мезонами. Основываясь на этих выводах, авторы строят модель ядерного взаимодействия при $m\pi \lesssim 0,5$. При больших энергиях /несколько десятков Бэв/ начинает сильно сказываться поглощение т.е. в нуклонном веществе /по аналогии с ядром/ возбуждаются внутренние степени свободы.

Интересной попыткой применения потенциала к \mathcal{NN} -рассеянию при низких энергиях является работа П.Немировского и др. Выбирая потенциал \mathcal{NN} -взаимодействия в комплексном виде, авторы сумели хорошо объяснить ход дифференциальных и полных сечений до энергии 120 Мэв в с.д.м.

Что же касается pn -рассеяния, то здесь представлена работа Брауна "О рассеянии на составной частице с малой энергией связи". Основная идея состоит в использовании энергии связи как параметра

разложения. До стадии сравнения с экспериментом работа ещ не доведена.

Перейдем теперь к изложению ряда теоретических исследований по интерпретации экспериментов и, что особенно важно, содержащих предложения о новых способах извлечения информации из эксперимента /в частности, $\pi\pi$ -взаимодействия/.

На секции были доложены две близкие работы Валуева и Анисовича-Дахно о роли треугольных диаграмм в процессах типа $A+B \rightarrow C+D+E$ (например, $p+d \rightarrow He^3 + \pi^+ + \pi^0$ или $K+p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$) Такие процессы могут идти через треугольную диаграмму вида (рис.6).

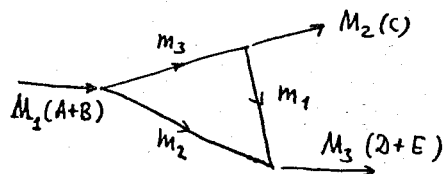


Рис.6.

Суть дела состоит в том, что эта диаграмма при выполнении условий:

1/ $M_1 > m_2 + m_3$, $m_3 > M_2 + m_1$.

2/ Частица m_2 нестабильна с малой шириной $m_2 \rightarrow m_2 + i\Gamma$ (Γ не велико).

3/ Импульсы частиц (A, B, C, D, E) таковы, что частицы m_1, m_2, m_3 лежат вблизи массовой поверхности.

4/ Полная энергия M_1 не намного превышает порог рождения $M_2 + m_3$ и обладает особенностью, которая после выполнения фейнмановского интегрирования приводит к появлению логарифма

$$a + \sqrt{b} \cdot \ln F(\Gamma, p_{ext}) .$$

В области энергий 3/ логарифм имеет максимум /или минимум/, что приводит к искажению энергетического спектра вторичных частиц.

Детальное сравнение с гистограммами показывает, что движение максимума в распределении пионов в процессе $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ (Kirtz et al.) хорошо описывается этим логарифмическим членом (параметр подгонки - комплексное число a/g).

Оказывается также, что эксперимент ABC был проведен при условиях, когда указанная особенность приводит к появлению максимума в энергетическом распределении димпона в области 300 МэВ, вследствие чего "ABC-аномалия" может представлять собой следствие описанного механизма.

В работе Валуева содержится предложение использовать эффект треугольной диаграммы для определения длины рассеяния $\pi\pi$ -взаимодействия из реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$. Диаграмма (рис.7) удовлетворяет всем условиям 1 - 4/, а учет прямого члена

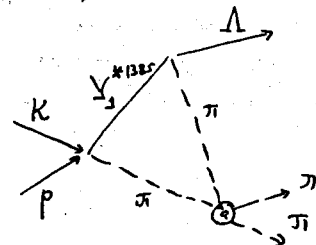


Рис.7.

(рис.8) приводит к выделению факторов, соответствующих вершинам, $Kp\pi\pi, \Lambda\pi\pi$, в отдельный множитель

$$\Gamma_{Kp\pi\pi} \Gamma_{\Lambda\pi\pi} (1 + a_{\pi\pi} \sqrt{b} \ln F),$$

вследствие чего появляется возможность оценки $a_{\pi\pi}$.

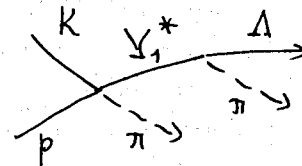


Рис.8.

В работе Анисовича исследована амплитуда $K \rightarrow 3\pi$ в околопороговой области. В этой работе показано, что линейный член разложения амплитуды по пороговому импульсу связан с длинами рассеяния $\pi\pi$ -взаимодействия. Сравнение полученных формул с экспериментальными данными Ферро-Луззи и др. приводит к следующим оценкам: $a_0 \lesssim 1$, $|a_0 a_2| \lesssim 0,25$.

В доложенной работе Каббиво и Максимовича предложен способ определения разности фазовых сдвигов $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$ $\pi\pi$ -рассеяния по измерениям угловых корреляций в $K \rightarrow e_+ \pi$ -распаде. В этой реакции не замешиваются какие-либо другие сильные взаимодействия, вследствие чего эффект $\pi\pi$ -взаимодействия продуктов распада проявляется в чистом виде.

Хочу также обратить внимание экспериментаторов на представленную на секцию работу Фрезера и др. "Интерференционные эффекты в многомезонных резонансах". В работе предлагается метод определения квантовых чисел многомезонного резонанса X , двухступенчатый распад которого может происходить различными способами (см. рис. 9).

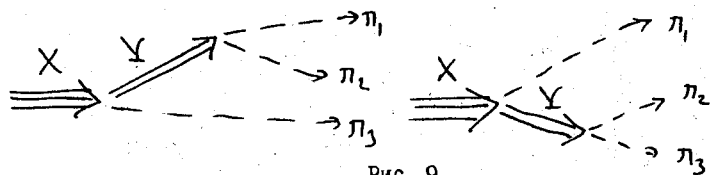


Рис. 9.

Интерференция этих двух способов распада приводит к появлению характерных особенностей в распределении событий на графике Далица. Этот метод предъявляет довольно высокие требования к разрешающей способности эксперимента, поскольку достаточная статистика должна быть набрана в энергетическом интервале, меньшем ширины промежуточного резонанса Y . Рассчитаны кривые для процессов

$A^+ \rightarrow 3\pi$ и $\bar{K}K\pi$ -распада. Распад B -мезона трудно изучать из-за малой ширины ω -мезона.

На этом я закончу обзор имеющихся работ.

Сделаю еще несколько заключительных замечаний. Мне хочется лишний раз подчеркнуть, обращаясь к экспериментаторам, важность надежного определения следующих характеристик $\pi\pi$ -взаимодействия:

1/ S -волна $\Gamma = 0$ в области низких энергий.

Узких резонансов в этой волне нет. Однако вполне может быть, что эта волна имеет резонанс шириной несколько сот Мэв или не проходит через резонанс, но велика на широком энергетическом интервале.

Установление факта существования большой S -волны привело бы к полному отказу от схемы низкоэнергетического бутстрапа и привело бы к соответствию с предсказаниями низкоэнергетической дисперсионной теории в дифференциальном приближении.

2/ Полная ширина ρ -мезона Γ_ρ . Эта величина является функцией времени и соответствующая зависимость изображена на

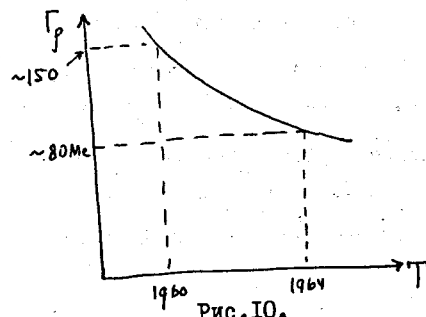


Рис. 10.

рис. 10. Она монотонно убывает и, судя по результатам этой конференции, $\Gamma_\rho(1964) \approx 80$ Мэв. Встает вопрос определения асимптотики $\lim_{T \rightarrow \infty} \Gamma_\rho(T) = \Gamma_\rho^\infty$. Можно надеяться, что Γ_ρ^∞ может оказаться существенно меньше 80 Мэв.

Лето в том, что многие экспериментаторы разделяют подозрения, что измеряемый максимум сечения содержит не только ρ -волну, на

что, в частности, указывают угловые распределения. Более аккуратное извлечение данных о p -волне методом Чу-Лоу подразумевает исключение вклада изобар, т.е. довольно высокие энергии налетающего пиона, а также правильную оценку роли s, d -волн $\pi\pi$ -взаимодействия. С этой точки зрения, определение Γ_p из вновь предлагаемых экспериментов было бы весьма ценным.

Если в конце концов окажется, что $\Gamma_p^\infty < 50$ Мэв, то вместе с не малым $\pi\pi$ -взаимодействием $\ell = 0, I = 0$ это будет означать, что существенные черты физики $\pi\pi$ -взаимодействия при низких энергиях не зависят от деталей высокоэнергетического взаимодействия, и мы получили бы физически замкнутое описание сильных взаимодействий в области низких энергий.

Если же, наоборот, $\Gamma_p^\infty > 50$ Мэв, то это будет означать, что представления, основанные на таких, казалось бы, интуитивно оправданных положениях, как малость влияния неупругих процессов, малость вклада высших парциальных волн и на философии учета ближайших особенностей, ни в какой мере не соответствуют физической реальности.

Таким образом, эти свойства являются решающими критериями оценки деятельности теоретиков в данной области, и я признаю экспериментаторов провести исследование этого вопроса и вынести окончательный приговор в возможно более короткие сроки.

Я хочу отметить также, что в составлении доклада принимали участие секретари секции, которым, в особенности В.А.Мещерякову, я приношу благодарность.

Рукопись поступила в издательский
отдел 17 августа 1964гг.