

0340.46
CP-365

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ



31/III-64

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 РАППОРТЕРОВ RAPPOORTEURS' REVIEWS

P-1792

ПИОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВЫШЕ 1 ГЭВ

(Теория)

Раппортер Е.Л. Фейнберг

Секретари: В.М. Мальцев,
Д.С. Чернавский

Дубна 1964

P-1792

ПИОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВЫШЕ 1 ГЭВ
(Теория)

Раппортер Е.Л. Фейнберг
Секретари: В.М. Мальцев,
Д.С. Чернавский

Обследованный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

25931, 48.

I. Введение

Уже на прошлой конференции два года тому назад вполне выявились три основных пути подхода к проблеме.

Это, во-первых, использование общих принципов теории, включая локальность, для получения хотя и немногих, но надежных соотношений, часто асимптотического характера (дисперсионные соотношения и т.п.). Это направление к настоящей конференции дало новые ценные результаты, которым был посвящен доклад А.А. Логунова^{/1/}.

Во-вторых, смелые попытки так постулативно дополнить эти общие положения, чтобы получить в конце концов замкнутую теорию S -матрицы. Это направление, столь же феноменологическое, как и первое, представленное весьма элегантно теорией полюсов Редже, по заслугам очаровало большинство участников конференции два года тому назад. Однако, как известно, теперь выяснилось, что по крайней мере в той форме, которая была тогда предложена, эта теория противоречит эксперименту и внутренне непоследовательна. Устранение непоследовательностей (учет многочастичной унитарности и включение других особенностей, помимо полюсов) потребовало напряженной работы, о которой будет говорить В.Н. Грибов^{/2/}.

В-третьих, широкое распространение получило истолкование эксперимента на основе определенных моделей, фейнмановских диаграмм, взаимное согласование возникающих отсюда теоретических выводов и экспериментальных данных. Эта кропотливая работа не претендует на разрешение кардинальных проблем теории, но подготавливает для этого почву. Она получила значительное развитие и составляет предмет настоящего доклада.

Решение возникающих здесь вопросов имеет, конечно, и общетеоретическое значение. Напомним, что внутренняя непоследовательность полюсного варианта метода комплексных орбитальных моментов была вскрыта на основе анализа конкретных диаграмм (Амати, Фубини и Стангеллини и Мандельштамом). Кроме того, стоит проблема микроскопического (т.е. диаграммно-го истолкования феноменологических теорий, вроде теории полюсов Редже, о чем напоминали и на прошлой конференции (Вайскопф).

Но этим, конечно, отнюдь не исчерпываются наши задачи. Это видно хотя бы из того, что главным процессом при высоких энергиях является множественное рождение, а не упругое рассеяние.

После прошлой конференции произошло продвижение в следующих пунктах.

1. Сравнение с опытом дисперсионных соотношений и другие экспериментальные и теоретические доводы укрепили убеждение, что амплитуда упругого рассеяния асимптотически становится чисто мнимой.

2. Широко развилось применение модели одночастичного обмена (ОРЕ) показало, что иногда она работает удивительно хорошо.

3. Этот метод усилен учетом унитарности - учетом влияния конкурирующих процессов.

4. Накапливаются свидетельства в пользу вывода, что относительная роль периферических и центральных взаимодействий различна для взаимодействий разных частиц. Здесь нет универсальности (по крайней мере в ускорительной области).

5. Для установления взаимосвязи упругих и неупругих процессов плодотворным оказалось применение уравнения Бете-Солпитера. На этой основе наметилось понимание выделенной роли однопиконного обмена.

6. Возродился интерес к статистической теории. В частности, появились квантовомеханические схемы, позволяющие по-новому подойти к статистической модели.

2. Дисперсионные соотношения и мнимость упругой амплитуды

Недавно Борго и др.^{/3/} и Амблар и др.^{/4/} показали, что эксперимент хорошо согласуется с дисперсионными соотношениями в области до 2 Гэв. На \sqrt{s} секции были доложены новые работы^{/5,6/}, охватывающие более высокие энергии. Но о них говорилось в докладе С.Дж.Линденбаума^{/7/}, и я не буду повторять его.

Эти работы подтверждают общее положение (или во всяком случае не противоречат ему), что вещественная часть амплитуды упругого рассеяния асимптотически становится пренебрежимо малой.

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\text{Re } A}{\text{Im } A} \rightarrow 0. \quad (I)$$

Это утверждение представляется весьма правдоподобным, по различным экспериментальным и теоретическим соображениям, хотя и не является доказанным. Все делаемые сравнения с экспериментом (в частности, в^{/5,6/} и в другом докладе на конференции - Доуэла и др.^{/8/}) с ним согласуются. Недавно соотношение (I) получили Ван-Хов^{/9/} и Логунов с соавторами^{/1/}, применив теорему Фрагмена-Линделефа, т.е. тем же методом, которым теперь называется теорема Померанчука.

Полезность соотношения (I) трудно переоценить. Вместе с оптической теоремой

$$\text{Im } A(s,0) \sim s \sigma_{\text{tot}} \quad (2)$$

отсюда непосредственно получается связь полной амплитуды упругого рассеяния с полным сечением:

$$A(s,0) \sim s \sigma_{\text{tot}}. \quad (3)$$

Это значит, что рассеяние асимптотически является полностью "теневым", оно целиком обусловлено неупругими процессами. Благодаря этому, новую силу приобретает метод диаграмм Фейнмана.

Пусть, например, неупругий процесс идет через однопиконный обмен:



Амплитуда обусловленного им упругого теневого рассеяния получится, если к этой диаграмме присоединить ее зеркальное изображение:



причем черточки на линиях означают, что в соответствии с (3) такие промежуточные линии взяты на массовой поверхности - они изображают реальные, а не виртуальные частицы.

На этой основе удобно вообще расклассифицировать различные процессы. На схеме рис. I представлены процессы, генетически связанные с неупругими одномезонными и многомезонными процессами. Многомезонными диаграммами считаются все диаграммы, которые нельзя разделить на две части, перерезав только одну мезонную линию.

На рис. I в первой колонке случай 1 - исходное неупругое многомезонное взаимодействие; случай 2 - порожденное им теневое рассеяние; случай 3 - порожденный этим упругим рассеянием квазиупругий процесс. Во второй колонке - то же для одномезонных неупругих взаимодействий. Здесь есть еще третья колонка, содержащая диаграмму реджевского упругого рассеяния (обмен вакуумным полюсом) и диаграмму порожденного им квазиупругого рассеяния. Понять микроскопический смысл теории полюсов Редже - это значит понять, какие неупругие диаграммы порождают реджевское упругое рассеяние. Такие диаграммы должны существовать, так как полюсная амплитуда Редже асимптотически мнима и является "теневой".

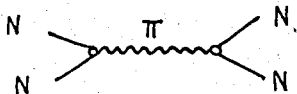
Квазиупругое или, что то же, дифракционное неупругое рассеяние - это такое неупругое взаимодействие, при котором начальные частицы обмениваются вакуумными квантовыми числами. Оно может происходить при любом упругом рассеянии, а не только при реджевском полюсом. Примерами их могут служить: неупругое рассеяние $p + p \rightarrow p + N^*$ или $\rightarrow p + N^*$,

обнаруженное группой Коккони^{/10/}, идущее через обмен реджионом и изучавшееся Беллини и др.^{/11/} дифракционное образование пионных пар на ядре $\pi^- + A \rightarrow 3\pi + A$ при 18 Гэв/с и т.д.

Из рис. 1 ясно, что квазиупругий процесс - заведомо не одномезонный. Поэтому не следует пытаться объяснить его по ОРЕ. В то же время он с экспериментальной точки зрения периферический. Дело в том, что феноменологически экспериментаторы называют соударения периферическими или скользящими, если коэффициент неупругости K мал или если мал импульс отдачи $P_{ recoil}$, или если мал передаваемый от конуса к конусу 4 - импульс $\Delta = \sqrt{\Delta^2}$. Видно, что это вовсе не то же самое, что однопионный обмен. Например, при дифракции на ядре или в квазиупругом рассеянии все эти критерии обычно выполнены - соударение скользящее. Однако взаимодействие - по крайней мере двухпионное.

Конечно, возможно также и однопионное упругое рассеяние, не содержащееся в схеме

рис. 1.



Однако это особый случай. Эта амплитуда вещественна, с ростом энергии вероятность такого процесса падает, что видно хотя бы из того, как быстро падает с энергией обусловленное подобной диаграммой $pn \rightarrow n\pi$ - рассеяние (рассеяние с перезарядкой)^{/12/}; ОРЕ его хорошо объясняет (см. замечание Дрелла на прошлой конференции)^{/12/ x)}

3. ОРЕ

В последние годы экспериментаторы неизменно сверяют свои результаты с моделью ОРЕ. В некоторых случаях наблюдается противоречие, но очень часто - удивительное согласие. Универсальности здесь нет.

Физически основа ОРЕ та, что пион - легчайшая из сильно взаимодействующих частиц и потому обеспечивает наибольший радиус взаимодействия. При низких энергиях, как известно, двухпионному обмену соответствует радиус взаимодействия в два раза меньший, т.е. можно думать, сечение - в 4 раза меньше, чем для одномезонного. Однако параметр $1/2$ (или даже

x) Дрелл пояснил, что есть четыре возможности:

а) обмен P - частицей, в) обмен реджизированной P - частицей; с) обмен реджизированным пионом; д) обычный обмен пионом, т.е. ОРЕ. Но три первые противоречат опыту, а последний его хорошо объясняет. По этому поводу Дрелл саркастически замечает: "Однако это слишком просто и старомодно".

$1/4$) очень уж близок к единице, и смешно было бы априори основывать на нем какие-либо утверждения. Поэтому всякие вычисления по одномезонной схеме до сих пор имеют в основе робкое желание: "попробуем посмотреть, что получится". Многолетний опыт этих попыток, как нам кажется, увенчался значительным успехом, и это - подарок судьбы. По-видимому, опытным фактом является то, что одномезонный обмен играет выделенную роль.

К настоящей конференции добавились новые свидетельства этого. Приведу только один пример. В процессе $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p + x\pi$, $x = 1; 2, \dots$ при $\Delta^2 \leq 15 \mu^2$ было показано несколькими группами авторов^{/13,14,15/}, что без подбора каких-либо констант этот процесс хорошо описывается той же диаграммой ОРЕ, которая описывает процесс $p + p \rightarrow p + p + x\pi$ (об этом процессе см. также далее).

На основе большого накопленного опыта применения ОРЕ можно попытаться сделать общие выводы о его пригодности.

Мне кажется, можно считать более или менее общепризнанным^{/16/} что ОРЕ (который, как известно, определяет вклад высоких угловых моментов $\ell \geq 5$ во взаимодействии нуклонов при низких энергиях $E < 1$ Гэв) хорошо описывает взаимодействие нуклонов при

$$\Delta^2 \leq 15 \mu^2 \quad (4)$$

Более того, при $E \sim 5 + 10$ Гэв, по мнению ряда авторов, хорошие результаты получаются и при больших Δ^2 , вплоть до $50 \mu^2$ (см. работы Бонсиньори, Селлери и Феррари, в частности, обзор Феррари и Селлери^{/17/}, Чернавского и др.^{/18/}, а также материалы прошлой и настоящей конференций).

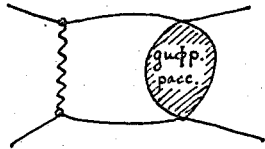
Нужно отметить, что здесь очень помогает применение в возрастающем объеме критерия Треймана и Янга^{/19/}, которому должны удовлетворять эти взаимодействия. В ряде случаев удается сделать заключение о спине передаваемой частицы^{/13,15,21-29/} (список далеко не претендует на полноту).

Обозревая опубликованный материал, содержащий как случаи успеха, так и случаи неудачи при применении ОРЕ, можно подметить, мне кажется, одну общую закономерность. Если речь идет о NN - неупругих соударениях, а также о $\bar{N}N$ - соударениях, идущих без аннигиляции (и составляющих, правда, малую долю полного $\bar{N}N$ - сечения при изученных энергиях), то применение ОРЕ дает хорошие результаты, причем речь идет именно об обмене пионом, см. например,^{/13,14,15,17,18,26/}. В случае же неупругих πN - соударений (без странных частиц) роль однопионного обмена заведомо менее выражена^{/20,22,25,30/} (этот список в равной мере не полон).

4. Учет унитарности в OPE

Как я уже подчеркивал, даже там, где OPE работает хорошо, этот канал не является единственным. В частности, если конкурирующий процесс идет с значительной вероятностью, правильный учет его приводит и к другим интересным результатам. Здесь применяется аппарат R -матрицы. Это работы Сонковича^{/31/}, Чернавского^{/32/} для $\bar{N}N$ -соударений, а также представленные на конференции работы Готфрида, Джексона и Свенсона^{/33/} для $\bar{N}N$ - и KN -соударений и Дека, Росса и Шу^{/34/} для генерации ρ - и $\rho^+\pi$ -частиц в $\bar{N}N$ -соударениях.

Приближенный учет того же по существу эффекта можно произвести иначе, если принять во внимание взаимодействие продуктов в конечном состоянии. Так, если эти продукты способны аннигилировать или вообще сильно поглощаться, то это породит их взаимное дифракционное рассеяние. Таким образом, речь идет о замене диаграммы одночастичного обмена диаграммой



Практически дифракцию можно учесть просто, если в амплитуде одночастичного обмена выбросить вклад малых угловых моментов, вплоть до некоторого l_0 , определяемого радиусом дифракции.

Это приводит к появлению фазового фактора, дающего дифракционную структуру углового распределения. Таким путем Дар и др.^{/35,36/} успешно описали ряд явлений (например, процесс $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$, идущий через обмен каоном, где появляется второй угловой максимум). По-видимому, такая дополнительная дифракционная структура особенно важна, если речь идет об обмене частицей большой массы, т.е. о малых параметрах удара, так что взаимодействие продуктов велико.

В представленной на настоящую конференцию экспериментальной работе^{/14/} по реакции $\bar{p} + p \rightarrow \bar{N} + N + \pi$ при 4 Гэв/с учет такого эффекта по дару дает не наблюдаемому в действительности осциллирующему распределению по Δ^2 (видимо, она чем-то смазывается), но зато делает энергетическую зависимость полного сечения количественно прекрасно совпадающей с экспериментом^{x)}.

x) Применение более строгого метода R -матрицы дает еще лучший результат (частное сообщение Гольдшмидта-Клермона).

5. Уравнение Бете-Солпитера и выделенность однопионного обмена

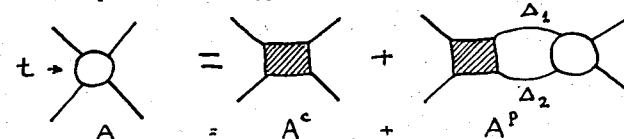
Естественно возникает вопрос - нельзя ли указать более глубокие теоретические основания, которые позволили бы понять, почему однопионный обмен играет такую выделенную роль. Оказывается, такие основания можно найти, применяя весьма адекватный нашей проблеме и удобный теоретический аппарат - уравнение Бете-Солпитера. Оно позволяет исследовать совместно центральные и периферические, упругие и неупругие процессы.

При этом речь идет не о том его варианте, где ядро вычисляется по теории возмущений, а по существу об уравнении для упругих амплитуд, в котором свойства ядра уравнения задаются в соответствии с теми или иными физическими моделями.

На этом уравнении уже основывались Амати, Фубини и Стангеллини, когда изучали свойства мультипериферической модели.

Сначала рассмотрим соударение пионов.

В диаграммной записи уравнение B.S. имеет следующий вид:

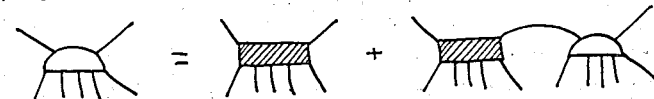


или в буквенной записи:

$$A = A^c + \frac{i}{(2\pi)^4} \int A^c D(\Delta_1^2) D(\Delta_2^2) A d^4\Delta,$$

(D - пропагаторы пионов). Слева стоит полная амплитуда упругого рассеяния, а справа, как мы видим, естественно возникает нужное нам разделение на амплитуду центрального соударения A^c и амплитуду периферического соударения A^p (интегральный член). Действительно, диаграмму A^p можно рассечь вертикальной линией так, что перережем только две мезонные линии, а это как раз признак периферического упругого соударения (см. схему рис.1, случай 5). Для A^c это невозможно - этот член, по свойству уравнения Бете-Солпитера, содержит лишь более сложные - неприводимые диаграммы.

Имея в виду, что все это - теневое рассеяние, мы можем рассечь каждый член уравнения горизонтальными линиями и тогда получим уравнение для амплитуды неупругого взаимодействия, порождающего упругое



где снова справа разделены центральное и периферическое (одномезонное) взаимодействия.

Заметим, что уже здесь из рассмотрения унитарности в t -канале при $4\mu^2 < t < 16\mu^2$ можно увидеть, почему однопионный обмен в неупругих процессах играет выделенную роль. Дело в том, что в указанном интервале значений t именно "периферический" член A^P обеспечивает соблюдение унитарности, и только он (а не A^C) дает вклад в скачок амплитуды.

В представленных на конференцию работах Дремина и др.^{/37,38/} на основе такого представления изучены особенности амплитуд в ℓ -плоскости и связь упругих процессов с неупругими.

Если осуществить переход в плоскость комплексного орбитального момента ℓ и затем исследовать аналитические свойства амплитуды, то возникают весьма существенные следствия. Заметим прежде всего, что ядро уравнения имеет ясный физический смысл - это продолженная в нефизическую область амплитуда A^C (или полное сечение $\sigma^c \sim A^C/s$) центрального соударения. Авторы исходят из предположения, что сечение центрального взаимодействия реальных частиц $\sigma^c(s)$ не исчезает асимптотически. Добавив условие разрешимости уравнения итерациями - условие Фредгольма, - еще более ограничивают возможный класс функций σ^c , после чего выбирают определенную модель:

$$\sigma^c \sim s^{\nu(\Delta_1^2, \Delta_2^2) - 1} \begin{cases} \nu(\mu^2, \mu^2) = 1 & \text{при } \Delta_1^2 = \Delta_2^2 = -\mu^2 \\ \nu(\Delta_1^2, \Delta_2^2) < 1 & \text{при } \Delta_1^2, \Delta_2^2 > 0 \end{cases}$$

(условие $\nu(\mu^2, \mu^2) = 1$ отражает постоянство сечения центрального соударения реальных частиц; условие $\nu(\Delta_1^2, \Delta_2^2) < 1$ - обеспечивает выполнение условия Фредгольма).

Анализируя особенности амплитуды в ℓ -плоскости, авторы получают автоматически, что в этой модели полная амплитуда содержит особенности трех типов: стоячий полюс, движущийся реджевский полюс и движущийся разрез, так что асимптотически

$$A = F^C \text{ (стоячий полюс)} + F^D \text{ (реджевская траектория)} + F \text{ (разрез)} = \\ = a_1 s \varphi^c(t) + a_2 s^{\ell_0(t)} + a_3 \frac{s^{\ell_{cut}}}{(\ln s/s_0)^{\ell_{cut}+1}} \rightarrow \\ \xrightarrow{s \rightarrow \infty} a_1 s \varphi^c(t) + a_2 s^{\ell_0(t)}$$

Сюда входит неопределенный параметр s_0 , характеризующий быстроту убывания функции ν с ростом Δ_i^2 .

Таким образом, условие унитарности совместимо с существованием стоячего полюса в комбинации с движущимся полюсом и движущимся разрезом (о такой возможности упоминал и Грибов^{/39/}).

Физические выводы из этого исследования прежде всего таковы:

а) амплитуда рассеяния асимптотически может быть суперпозицией классического дифракционного рассеяния $S \varphi^c(t)$ реджевского полюсного $S^{\ell_0(t)}$, как это было предположено ранее для объяснения экспериментов^{/40/}.

б) Ясно видно, что реджевский вклад происходит от "периферического" взаимодействия, представленного в уравнении Бете-Солпитера интегральным членом. Этот вывод в малой мере зависит от частного вида модели, т.е. от частного вида ядра уравнения, если оно удовлетворяет сформулированным выше двум условиям.

в) Однопионный обмен в неупругих взаимодействиях действительно играет выделенную роль. Именно благодаря интегральному члену (вклад периферических взаимодействий), обеспечивается соблюдение унитарности в полосе $4\mu^2 < t < 16\mu^2$.

Конечно, для реальных пион-нуклонных взаимодействий нужно рассмотреть не одно уравнение Бете-Солпитера, а систему трех уравнений для A_{NN} , $A_{\pi N}$ и $A_{\pi\pi}$ или пропорциональных им сечений σ_{NN} , $\sigma_{\pi N}$ и $\sigma_{\pi\pi}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{NN} &= \sigma_{NN}^c + \frac{1}{8\pi^3 s^2} \int \sigma_{\pi N}^c D(\Delta_1^2) D(\Delta_2^2) \sigma_{\pi N} d^4 \Delta_1, \\ \sigma_{\pi N} &= \sigma_{\pi N}^c + \frac{1}{8\pi^3 s^2} \int \sigma_{\pi\pi}^c D(\Delta_1^2) D(\Delta_2^2) \sigma_{\pi N} d^4 \Delta_1, \\ \sigma_{\pi\pi} &= \sigma_{\pi\pi}^c + \frac{1}{8\pi^3 s^2} \int \sigma_{\pi\pi}^c D(\Delta_1^2) D(\Delta_2^2) \sigma_{\pi\pi} d^4 \Delta_1. \end{aligned}$$

Рассмотрение такой системы показывает, что каждая из этих амплитуд имеет описанную выше структуру, причем траектория реджевских членов - универсальная для всех трех амплитуд, а вклад центральных соударений может быть различным. Поэтому полная амплитуда рассеяния - не универсальна.

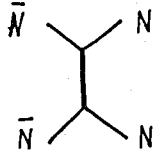
К выводам, касающимся неупругих процессов, я еще вернусь.

6. Относительная роль центральных и периферических соударений

Если роль одномезонных диаграмм выделена и притом, как упоминалось выше, по опыту применения ОРЕ, по-видимому, различна для соударений различных частиц, то возникает необходимость оценить их относительный вклад в соударения различных частиц. (Вопрос о раз-

делении соударений на периферические и центральные поднимали разные авторы. В частности, это разделение настойчиво проводил Д.И. Блохинцев с сотрудниками /41,42,43/. Провести такое разделение в эксперименте в высшей степени непросто. Уверенно установить одномезонный характер взаимодействия в каждом отдельном случае, вероятно, невозможно. Здесь нет единого точного критерия. Только приняв во внимание сочетание разных параметров-коэффициента неупругости, множественности, передаваемого 4-импульса, а также критерий Трейма-на-Янга, можно получить заключение о характере процессов. Если все же попытаться использовать уже имеющиеся материалы, то мы получим таблицу I. Следует подчеркнуть, что здесь в некоторых случаях я, используя экспериментальные данные, сделал вывод, которого сами экспериментаторы не делают. Кроме того, используя разные критерии, разные авторы по существу определяли несколько разные физические величины. Поэтому приводимые оценки очень ненадежны, и я использую их не столько для того, чтобы настаивать на точных цифрах, сколько для того, чтобы привлечь внимание к вопросу. Тем не менее мне кажется обоснованным общий вывод: вклад периферических процессов для NN - соударений является подавляющим, для $\bar{N}N$ - соударений - нет.

В случае $\bar{N}N$ - соударений добавляется аннигиляционный канал, в частности, для упругого соударения - диаграмма



Она явно не периферическая. Это при высоких энергиях резко понижает роль периферических соударений, и потому $Q_{NN} > Q_{\bar{N}N}$. Разумеется, такова же роль и любых резонансов в системе соударяющихся частиц.

Если сформулированный вывод верен, то это значит, что в неупругих соударениях имеет место существенная неуниверсальность поведения различных частиц.

Итак, нельзя ставить вопрос - хорош ли метод ОРЕ вообще, идут ли действительно неупругие процессы через обмен одним пионом вообще. В некоторых случаях положение уже ясно. Например, для NN - соударений в ускорительной области эта схема описывает большинство явлений (из которых, однако, заведомо и по легко понятным причинам - см. выше - исключаются квазиупругие процессы). Для $\bar{N}N$ - соударений положение заведомо обратное. В других случаях (как, впрочем, и в упомянутых) необходимо дальнейшее изучение.

Одним из наиболее острых вопросов последних двух лет стала проверка предсказаний простейшего варианта метода Редже - вопрос о сужении конуса упругого рассеяния. Обнаруженную экспериментально неуниверсальность упругого рассеяния нельзя совместить не только с простейшим, но и с более сложным и более последовательным вариантом, учитывающим многочастичную унитарность и возникающие отсюда разрезы. Правда, как показано в работах Нарайана и Сарма /51/, Криша /47/ и Ори /52/, дифференциальное сечение упругого рассеяния как функция поперечного передаваемого импульса P_{\perp} , а не как функция переменной t , обнаруживает удивительную простоту и универсальность - отсутствие сужения. Однако это не снимает вопроса о справедливости метода Редже.

В сказанном ранее можно найти указания, которые приводят к гипотезе о возможном решении вопроса.

В самом деле, из уравнения Бете-Солпитера при предположении, что одномезонный обмен не исчерпывает всех процессов даже при высоких энергиях (т.е. что $\sigma^c(\infty) \neq 0$) было выяснено, что реджевское полюсное поведение характеризует только часть полной амплитуды рассеяния, именно ту часть, которая соответствует интегральному члену - периферическому взаимодействию. Наблюдаемый же эффект будет зависеть от соотношения σ^c и σ^p , которое, как мы видим, неуниверсально.

С этим согласуется и тот факт, что на диаграммных моделях реджевское поведение обнаруживалось именно на периферических схемах: в мультипериферической модели /53/ и в более простом одномезонном варианте /54/.

Это побуждает высказать гипотезу, что микроскопический смысл вакуумной полюсной траектории Редже - это в основном периферические взаимодействия. Что те неупругие процессы, теньвым рассеянием которых является реджевское рассеяние через вакуумный полюс, - это в основном однопионные неупругие процессы. Именно они и должны стоять в незаполненном месте показанной мною в начале схемы (рис. I).

Для проверки этой гипотезы можно привлечь и такой факт корреляции опытных данных:

	Есть ли сужение в упругом рассеянии	Роль ОРЕ в неупругом
PP-взаимодействие	да	Главная

Есть ли сужение в упругом рассеянии

Роль ОРЕ в неупругом

$\pi^+ p$ взаимодействие

нет

Подавлена

Это сопоставление можно продолжить и дальше. Наличие аннигиляционного канала, как я уже говорил, усиливает вклад центральных соударений и резко снижает роль периферических. Поэтому Чернавским^{/32/} был сделан вывод, что для $\bar{p}p$ -рассеяния не должно быть сужения конуса. Это предсказание полностью подтвердилось, и мы можем дополнить таблицу:

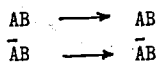
$\bar{p}p$ - взаимодействие

нет

Подавлена

Доложенные на конференции данные группы Линденбаума^{/7/} указывают даже на уширение конуса. Это также может быть объяснено, если принять во внимание падение роли аннигиляции.

Вообще если эта точка зрения верна, то сравнивая два случая упругих рассеяний



мы должны ожидать меньшего сужения конуса (если вообще оно есть) в том случае, где есть аннигиляционный канал (или вообще очень сильные резонансы), т.е. где велик вклад амплитуды



Сравнение с данными $K^+ p$ - и $K^- p$ -рассеяний^{/7/} подтверждает и это заключение, так что таблица может быть продолжена:

$K^- p$ - взаимодействие

нет^{x)}

Подавлена аннигиляционным каналом

$K^+ p$ - взаимодействие

есть

Не подавлена

x) Во всяком случае меньше, чем для $K^+ p$.

Желательно было бы проследить такую корреляцию и в других случаях.

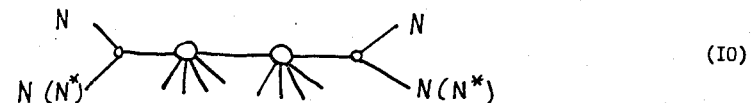
Перейдем теперь к более высоким энергиям.

8. Неупругие процессы при весьма высоких энергиях

Что такое асимптотически высокие энергии? Обычно считают, что это область $E_{cm} \gg M$, где M - масса нуклона. Когда предсказания метода полюсов Редже не оправдались, возникло предположение, что, может быть, асимптотика лежит гораздо дальше. Действительно ли структура, механизм соударения не меняется при сверхускорительных энергиях? Дает ли основания для этого мнения эксперимент? Об этом нужно спросить у космиков. Эксперимент в космических лучах всегда был труден, неуправляем, неоднозначно интерпретируем. Но он всегда давал тем не менее ценнейшие сведения, неизбежно подтверждающиеся при последующей проверке и детальной разработке на ускорителях. Поэтому мы и теперь посмотрим, что можно из него извлечь.

В настоящее время имеются сильные свидетельства в пользу общей картины, которую сформулировали в представленном на конференцию докладе Добротин и др.^{/55/} и которая в общем разделяется большинством физиков, работающих в космических лучах.

Уже на прошлой конференции Коккони резюмировал при $E \geq 100$ Гэв ситуацию диаграммой:



Она показывает, что генерация пионов происходит через образование двух огромных пионных ступцов - фэйр-боллов, каждый из которых дает в среднем около 10 пионов, а нуклоны, быть может, лишь возбуждаются до изобарных состояний и вообще теряют малую долю своей энергии, $K < 0,5$. Эта картина может быть уточнена.

Во-первых, исследования при $E \sim 300$ Гэв (Добротин и Славатинский доложено на конференции 1960 года^{/56/}) показали, что при этих энергиях образуется только один фэйр-болл такого же среднего размера.

Во-вторых, Геруля и Менсович^{/57/}, обнаружившие в свое время двухфэйрболльную структуру при $E \sim 1000 - 10000$ Гэв, нашли, что и в этой области бывают случаи одного фэйр-болла, но более редко.

В-третьих, Хайякава^{/58/}, используя статистический материал японских исследователей (большой, чем публиковавшийся ранее) привел дополнительные доводы в пользу точки зрения Хазегавы, что число фэйр-боллов и дальше растет с энергией (но оцениваемый им размер фэйр-болла меньше указанного). Этот пункт все еще недостаточно исследован.

Критика концепции одного и двух фэйр-боллов продолжалась (Чижевский и Кхивницкий^{/59/};

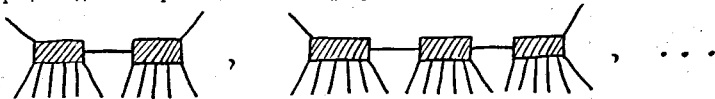
Кончка/60/). Однако как старые, так и вновь представленные на эту конференцию результаты Герули /61/ и Бабецкого и Менсовича /62/, как мне кажется, оставляют прежние выводы в силе. Тем не менее, конечно, дальнейшие исследования необходимы.

Следующий важный результат последних лет - измерение распределения по 4-импульсу, передаваемому между "передним" и "задним" конусами рождающихся частиц. Можно считать несомненным, что господствуют события с большими Δ^2 . Если и раньше оценка давала $\Delta \sim M$ /63/, то теперь имеется кривая распределения /64/, полученная на большом статистическом материале и по смыслу метода указывающая заниженные значения. Из нее видно, что

$$\overline{\Delta^2} \geq 4M^2$$

Все эти результаты могут быть сопоставлены с предсказаниями теории некоторых моделей. Мультипериферическая модель Амати и др. /53/ имеет с картиной фэйр-боллов некоторые общие черты. И хотя авторы этой модели предостерегали от буквального сопоставления ее выводов с опытом, искушения трудно было избежать. Многие авторы /65)-(70) заметили, что эти выводы противоречат данным космических лучей и в отношении энергетического хода сечения, и в отношении углового распределения (оно получается чрезмерно анизотропным), и в отношении величины Δ (она получается по крайней мере в несколько раз меньше нужной). Все эти расхождения устраняются, если в мультипериферической модели увеличить формально массу узла, доведя ее до наблюдаемой массы фэйр-болла (это, по-видимому, понимали Амати и др., что видно из замечаний Фубини в дискуссии на прошлой конференции /71/). Такое изменение, однако, трудно совместить с общей идеологией их теории.

Заметим, что уравнение Бете-Солпитера, о котором я говорил ранее в связи с упругими взаимодействиями, автоматически дает модель фэйр-боллов, число которых растет с энергией. Именно, соотношение для неупругих амплитуд (6), если его решать итерациями, в последовательных итерациях дает возрастающие числа фэйр-боллов:



Массы их и распределения по Δ отыскиваются отсюда и зависят только от одной постоянной α_0 . Если потребовать от сечения $\pi\pi$ - соударений, $\sigma_{\pi\pi}^c \sim 1/\mu^2$ и постоянства сечения периферических соударений (это значит $l(0) = 1$), то автоматически получаются разумные значения массы фэйр-болла и величины Δ .

Однако если это все в основном правильно отражает действительность, то это означает, что асимптотика, за которую теперь нужно принять область, где число фэйр-боллов ста-

новится большим, отодвигается к необычайно высоким энергиям порядка 10^5 Гэв, Именно здесь в принципе может восстановиться универсальный реджевский полнсий режим для периферической части A^P , но наклон траектории будет существенно меньше предполагавшегося раньше.

9. Центральные соударения

До сих пор я говорил главным образом о периферических соударениях. Правда, при ускорительных энергиях для \mathcal{NN} - соударений роль центральных невелика. Однако уже, например, схема фэйр-боллов, возникающая из рассмотрения периферических столкновений, на самом деле в основном содержит центральное соударение виртуальных пионов. Распад фэйр-болла-это, конечно, тоже процесс типа центрального и, по-видимому, должен описываться статистически или гидродинамически.

Обычно статистическая теория применялась для неупругих процессов, но недавно было экспериментально показано /72/, что при $E_L \sim 10-30$ Гэв рассеяние на очень большие углы ($\theta \sim \pi/2$) изотропно и притом резко падает с энергией - быстрее, чем s^{-2} . Это резко противоречит теории полюсов Редже. Трудно объяснить это рассеяние и на других привычных путях. Между тем еще Фаст, Хагедорн и Джонс /72/ предсказали, а Джонс /73/, Бялаш и Вайскопф /49/, а также Коккони /48/ детально объяснили его, как статистическое рассеяние, т.е. как результат образования "компаунд-системы", статистически распадающейся только на две частицы. В термодинамической трактовке /48, 49/ было получено из сравнения с экспериментом, в частности, и сечение образования компаунд-системы - сечение центрального pp-соударения, приводившееся мною в таблице.

Новый взгляд на статистический механизм множественной генерации возникает из недавней работы Ван Хова /9/, в которой неупругие процессы связываются с упругими. Она содержит квантово-механическое вычисление вероятности процесса и использует некоторые экспериментальные результаты как дополнительные условия.

Рождающиеся частицы в этой работе считаются взаимно не коррелированными, так что волновая функция есть произведение функции отдельных частиц, причем в конкретном подсчете эти функции считаются одинаковыми. Так как, кроме того, число рождающихся частиц считается большим, эту теорию нужно считать статистической. Она выгодно отличается от обычной статистической теории тем, что в результате вычисляется не вероятность, а амплитуда. Поэтому, используя унитарность, удастся построить выражение для амплитуды дифракционного упругого рассеяния, и это - основной результат работы. Амплитуда оказывается экспоненциальной функцией t . В теории Ван-Хова взаимодействие частиц в конечном состоя-

нии не учитывается (матричный элемент принят во внимание лишь в том отношении, что наложено эмпирическое ограничение на поперечные импульсы). Поэтому, хотя эта теория допускает различные частные случаи, она не включает гидродинамическую теорию. Работа Ван-Хова является проявлением общего возрождения интереса к статистической теории. Она была продолжена, в частности, в работе Намки, представленной на настоящую конференцию.

Ю. Квазиупругие взаимодействия

Вернемся к нашей классификации процессов, показанной на рис. I. Я говорил уже почти о всех частях схемы, кроме квазиупругих процессов. Уже подчеркивалось, что эти процессы с феноменологической точки зрения периферические, скользящие. В то же время они не являются одномерными. Было много прежних работ — Померанчука и других советских теоретиков /75/, Мэтьюса и Салама /76/, Гуда и У.Д. Уокера /77/ и др., касавшихся этого вопроса. Обычно речь шла о дифракции на ядре и на отдельной частице. В общем имелся в виду случай 3 на рис. I. Однако квазиупругое pp-рассеяние при 10–20 Гэв, как было показано, соответствует случаю 8. Это породило ряд теоретических исследований, в которых на неупругие процессы в целом переносился реджевский механизм, т.е. предполагалось, что при обмене вакуумными полсами возникают возбужденные центры, затем распадающиеся на частицы. Таковы опубликованные ранее работы Тер-Мартirosяна с сотрудниками /78/, Коба /79/ и других авторов /80/. При этом считалось, что генерируется лишь по одной частице в узле.

Однако это приводит к слишком малой множественности и слишком малым передаваемым импульсам Δ . В представленной на конференции работе Вердиева и др. /81/ используется более реалистическая модель, в которой в каждом узле рождается несколько частиц. Для нее развивается подробная кинематика. Можно, однако, отметить, что в тех неупругих процессах, которые составляют большинство при высоких энергиях, реально осуществляются значения $\cos\theta_z$ в t -канале не большие, а порядка единицы. При таких условиях использование асимптотики для $P_2(\cos\theta_z)$ невозможно, вакуумная траектория перестает быть выделенной, и метод полсов теряет силу. Поэтому, хотя неупругие процессы, идущие через обмен вакуумным реджионом, действительно заведомо имеют место (в простейшем случае генерации одной частицы подобный процесс, видимо, и наблюдался Коккони и др.), и изучение их представляет несомненный интерес, — все же для описания основной совокупности неупругих процессов необходим другой механизм.

Интересно проследить, к каким особенностям упругой амплитуды в e -плоскости ведут разные мультифайрболльные модели. Рассмотренная сейчас схема неупругого взаимодействия через обмен вакуумными реджевскими полсами порождает упругую амплитуду, имеющую в e -

-плоскости только точки ветвления. С другой стороны, как уже говорилось, в случае взаимодействия через обмен пионами (модель, рассмотренная в § 5) в упругой амплитуде имеет место движущийся полс. Это обстоятельство отмечалось неоднократно (см. например /82/, /83/).

В заключение я хочу поблагодарить Д.С. Чернавского, с которым были обсуждены многие затронутые пункты, и В.М. Мальцева за помощь в работе 5-ой секции. Я приношу извинения за то, что во многом мой доклад субъективен, но с этим трудно бороться. Да и нужно ли?

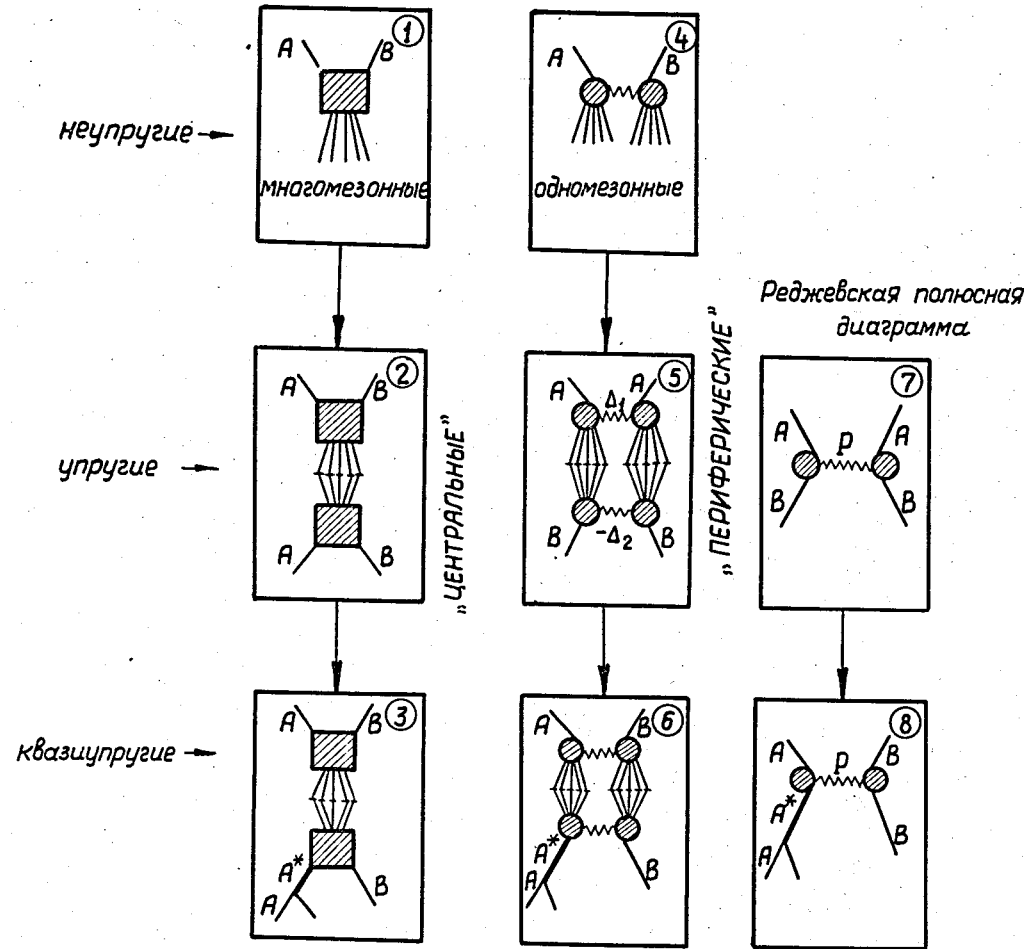
На прошлой конференции Коккони закончил свой доклад словами: "Физика высоких энергий становится выгодным предприятием". Нужно признать, что за прошедшие два года теория не выплатила ожидаемых дивидендов. Тем не менее нельзя не признать, что физика высоких энергий была и остается интересным делом.

Рукопись поступила в издательский
отдел 17 августа 1964 г.

Таблица I

Грубые оценки значения $Q = \sigma^c / \sigma^p$ для протон-протонных и пион-протонных соударений по экспериментальным данным.

Метод	Лаб. энергия (Гэв)	Q протон-протон	Q пион-протон	Использованные данные
Распределение импульсов отдачи и коэффициентов неупругости	9 + 300	$\ll 1$	~ 1	Н.Г.Биргер /45/ Ю.А.Сморозин
" "	"	0.1 + 0.2	1 + 2	Е.Л.Фейнберг /40/ Д.С.Чернавский
Корреляция распределений по углам, по коэффициентам неупругости и импульсам отдачи	7	-	> 1	К.Ланиус /46/
Статистические рассеяния на большие углы	10 + 30	$\frac{1}{30}$	-	Дж.Коккони /48/
" "	10 + 30	$\frac{1}{20}$	-	Бядаш и /49/ В.Вайскопф
Перелом в диффер. сечении упругого рассеяния, как функции P_{\perp}	10 + 30	$\frac{1}{30}$	-	А.Д.Криш /47/
Сопоставление распределений по числу частиц, коэффициенту неупругости и углу вылета	16	-	> 1.3	А.Гайноцци и др. /30/
Распределение передаваемого импульса	10 + 20	$\sim \frac{1}{3}$	~ 1	Ж.Такибаев /50/
Вероятное значение		$\ll 1$ (~ 0.1 ?)	~ 1	



ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Логунов, раппортерский доклад на настоящей конференции.
2. В.Н. Грибов, раппортерский доклад на настоящей конференции.
3. P. Borgeand et al., Phys. Lett., 10, (1) 134 (1964).
4. B. Amblard et al., Phys. Lett., 10, (1) 138 (1964).
5. И.И. Левинтов, Г.М. Адельсон-Вельский, наст. конференция, У-18.
6. В.С. Барашенков, В.И. Деду, наст. конференция, У-17.
7. S.J. Lindenbaum, раппортерский доклад на наст. конференции.
8. J.D. Dowell et al., наст. конференция.
9. L. Van Hove, Rev. Mod. Phys. 36, 655 (1964).
10. G. Cocconi, Proceedings 1962 Geneva High Energy Conference.
11. G. Bellini, ibid., p.613.
12. F. Steinrisser, B. Hahn, W. Lindt. Proceed. 1962 Geneva High-energy conference; S.D. Drell, Discussion, ibid.
13. H.C. Dehne et al. Phys. Lett., 9 (2) 185 (1964).
14. O. Czyzewski et al., наст. конференция, П-30.
15. G. Baltay et al. Proceed. 1963 Stanford conference.
16. G. Puppi, Proceed, 1962 Geneva High Energy conference, p.713.
17. E. Ferrari, F. Selleri, Suppl. Nuovo Cim., 24 (2) 453 (1962).
18. И.М. Дремин, И.М. Граменицкий, В.М. Максименко, Д.С. Чернавский, ЖЭТФ, 40, 1093 /1961/.
19. S.B. Treiman, C.N. Yang, Phys. Rev. Lett., 8, 140 (1962).
20. G. Bellini et al., Phys. Lett., 7 (2), 157 (1963).
21. G. Bellini et al., Phys. Lett., 10 (1) 126 (1964).
22. G.R. Lynch et al., Phys. Lett., 9 (4) 359 (1964).
23. S. Goldhaber, Athens Topical conference (1963).
24. A.S. Goldhaber. Phys. Rev., 134 (3B) B 600 (1964).
25. W. Frazer et al., Phys. Rev. Lett., 11, 231 (1963).

26. T. Ferbel et al., Phys. Rev. Lett., 9, 351 (1962) Proceed 1962 Geneva Conf.
27. D. Bessis et al., Nuovo Cim., 27, 376 (1963).
28. N. Xuong et al., Phys. Rev. Lett., 11, 227 (1963).
29. S.P. Almeida, G.R. Lynch, Phys. Lett., 9 (2) 204 (1964).
30. A. Gainotti, C. Lamborizio, S. Mora, Nuovo Cim., 29, 1209 (1963).
31. N.J. Sopkovich, Nuovo Cim., 26, 186 (1962).
32. Д.С. Чернавский, ЖЭТФ, 45, 1558 /1963/.
33. K. Gottfried, J.D. Jackson, B. Svensson, наст. конференция, У-7.
34. R. Deck, M. Ross, G. Shaw, наст. конференция, У-8.
35. A. Dar, M. Kugler, J. Dothan, S. Nussinov, Phys. Rev. Lett., 12, (3) 82 (1964); A. Dar, W. Tobocman, Phys. Rev. Lett., 12 (18), 511 (1964).
36. Loyal Durand III, Y.T. Chiu, Phys. Rev. Lett., 12 (14), 399 (1964).
37. И.М. Дремин, И.И. Рейзен, Е.Л. Фейнберг, Д.С. Чернавский, Р. Уайт, наст. конференция, У-2.
38. И.М. Дремин, И.И. Рейзен, Д.С. Чернавский, Р. Уайт, наст. конференция, У-1.
39. В.Н. Грибов, ЖЭТФ, 41, 667 /1961/.
40. Е.Л. Фейнберг, Д.С. Чернавский, ЖЭТФ, 45, 1252 /1963/.
41. И.Л. Розенталь, Д.С. Чернавский, УФН, 52, 185 /1954/.
42. Z. Koba, S. Tokagi, Fortshkr der Phys., 7, 1 (1959).
43. D.I. Blokhintzev, Proc. CERN Symposium 1956, Vol. 2, 155.
44. V.S. Barashenkov, D.I. Blokhintzev, V.G. Grishin. Nuovo Cim., 12, 602 (1959).
45. N.G. Birger, Yu.A. Smorodin, Nucl. Phys., 30, 350 (1962).
46. K. Lanius, Proceed. 1962 Geneva high energy conf.
47. A.D. Krish, Phys. Rev. Lett., 11, 217 (1963).
48. G. Cocconi, preprint, CERN (1964).
49. A. Bialasz, V. Weisskopf, in press, Nuovo Cimento.

50. Ж.С.Такибаев, наст. конф., II-13, У-5 и др. работы.
51. D.S. Narayanan, K.V.L. Sarma, Physics Letters, 5 (3) 365 (1963).
52. J. Orear, Phys. Rev. Lett., 12 (4) 112 (1964).
53. D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, M. Tonin, Nuovo Cim., 22, 569 (1961); 26, 896 (1962).
54. I.M. Dremin, D.S. Chernavsky, E.L. Feinberg, I.I. Royzen, Nucl. Phys., 44, 116 (1963).
55. Н.А.Добротин и др., наст. конференция, У-14.
56. N.A. Dobrotin, S.A. Slavatsky, Proceed, 1960 Rochester high energy conference.
57. J. Gierula, M. Miesowicz, Nuovo Cim., 27, 149 (1963).
58. S.I. Hayakawa, Proceed, 1962 Geneva Conf. и последние обзоры
59. O. Czyzewski, A. Krzywicki, Nuovo Cim., 30, 603 (1963).
60. R. Roczka, наст. конференция, У-10.
61. J. Gierula, наст. конференция, II-я секция.
62. G. Babecki, M. Miesowicz, наст. конференция, У-II.
63. Э.П.Бубелев и Г.М.Зацепин, Труды Моск. конф. по космич. лучам, 1969.
64. Koshiba, Proceed. 1963 Jaipur cosmic ray conference.
65. S.C. Frautschi, Nuovo Cim., 28, 409 (1963).
66. F. Salzman, preprint, 1963.
67. Z. Koba, A. Krzywicki, Proceed. 1962 Geneva high energy conf.
68. T. Kobayashi, M. Namiki, I. Ohba, S. Orito, наст. конф., У-12. **12**
69. Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский, УФН, 82, 3 /1964/.
70. Kobayakawa, preprint, 1963.
71. S. Fubini, Discussion on G. Cocconi review, Proceed. 1962 Geneva high energy conference.
72. G. Fast, R. Hagedorn, L.W. Jones, Nuovo Cim., 27, 856 (1963).
73. L. Jones, Phys. Lett., 8 (4) 288 (1964).
74. M. Namiki, наст. конференция, У-13.
75. See review. E.L. Feinberg, I. Ya. Pomeranchuk, Suppl. Nuovo Cim., 3, 652 (1956).
76. P.T. Mathews, A. Salam, Nuovo Cim., 21, 126 (1961).
77. M.L. Good, W.D. Walker, Phys. Rev., 120, 1857 (1960).
78. K.A. Ter-Martirosyan, ЖЭТФ, 44, 341 (1963); Proceed. 1962 Geneva high energy conference.
79. Z. Koba, Fortschritte der Physik, 11, 118 (1963).
80. A.P. Contogouris, S.C. Frautschi, How-sen Wong, Phys. Rev., 129, 974 (1963).
81. И.А.Вердиев, О.В.Канчели, С.Г.Матинян, Ю.С.Симонов, А.М.Шопова, К.А. Тер-Мартirosян, наст. конференция, У1-36.
82. И.И.Ройзен, Д.С.Чернавский, ЖЭТФ, 44, 1907 /1963/.
83. К.А.Тер-Мартirosян и др., ЖЭТФ, 46, 1700 /1964/.