С324
Г-823
Proceed. of the 12th Intern. Conf. on High Energy Physics, Dubna 1964 (Moscow Atomizdat 1966, v. 1, p394-404)

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 РАППОРТЕРОВ RAPPORTEURS' REVIEWS

Р-1780

КОМПЛЕКСНЫЕ МОМЕНТЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Раппортер В.Н. Грибов

Секретари: Я.И. Азимов,
Р.И. Мурадян,
П. Шураньи

Дубна 1964

2580/1 т.

Р-1780

КОМПЛЕКСНЫЕ МОМЕНТЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Раппортер В.Н. Грибов

Секретари: Я.И. Азимов, Р.И. Мурадян, П. Шураньи

Объединенный институт ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Два года, прошедшие со времени прошлой конференции, существенно изменили ситуацию в области исследования сильных взаимодействий при высоких энергиях на основе гипотезы полюсов Редже.

Эксперименты, выполненные в Брукхевене [I] по упругому рассеянию $\pi^{\pm}p$, $K^{-}p$, $\bar{p}p$, показали, что при переданных импульсах $-t$ от 0,2 $\left(\frac{Bev}{c}\right)^2$ до 0,8 $\left(\frac{Bev}{c}\right)^2$ в этих реакциях отсутствует сокращение дифракционного конуса, наблюдавшееся в pp - рассеянии. С точки зрения гипотезы полюсов Редже это означает, что асимптотика упругого рассеяния при энергиях современных ускорителей и этих переданных импульсах не определяется одним полюсом Редже.

Было высказано утверждение [2], что экспериментальные данные могут быть объяснены с помощью нескольких полюсов. В других работах [3] предлагалось описывать экспериментальные данные с помощью полюса и стоящего ветвления. Однако эти попытки объяснения опытов не могут изменить того факта, что мы не имеем в настоящее время экспериментальных подтверждений гипотезы полюсов Редже.

Одновременно благодаря теоретическим исследованиям, главным образом Мандельстама[4], появились серьезные основания считать, что полюса Редже в релятивистской теории генерируют двигающиеся точки ветвления в плоскости комплексных моментов (j - плоскость). Эти двигающиеся ветвления, поскольку они генерируются полюсами Редже и определяются их траекториями , не ликвидируют основную гипотезу о том, что асимптотика рассеяния при большой энергии S и фиксированном переданном импульсе t определяется спектром частиц и резонансов в аннигиляционном канале при небольших t. Однако они существенно усложняют связь траекторий полюсов с асимптотикой. В результате мы не имеем в настоящее время теоретической основы для обсуждения существующих экспериментов.

В этих условиях необходимы эксперименты, которые возможно более четким образом могли бы подтвердить или опровергнуть основные утверждения теории комплексных моментов. Такими экспериментами, по-видимому, могут являться эксперименты по исследованию зависимости от энергии полных сечений неупругих двухчастичных процессов (рис.I), которые могут идти за счет обмена состояниями с одинаковыми квантовыми числами

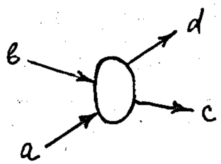

Рис.I.

Поэтому я в первую очередь остановлюсь на предсказаниях, которые могут быть сделаны главным образом относительно неупругих процессов, при не очень жестких предположениях о характере особенностей в j-плоскости. Во втором разделе я рассмотрю ситуацию в области исследования особенностей амплитуд в комплексной плоскости и остановлюсь на тех заключениях об асимптотике упругих и неупругих процессов, которые могут быть получены при предположении о существовании движущихся точек ветвления. Заключительная часть доклада посвящена вопросам, связанным с редкизацией теории возмущений.

§ I. Универсальность

Если парциальная амплитуда процесса $a+\bar{c} \to \bar{b}+d$ имеет наиболее правую особенность при $j=j(t)$, то асимптотика амплитуд процессов $a+b \to c+d$ и $a+\bar{d} \to c+\bar{b}$ при большей энергии S и фиксированном переданном импульсе $t=(p_a-p_c)^2$ x) имеет вид:

$$A(s,t) = \pm S^{j(t)} \varphi(\xi,t), \tag{I}$$

где $\varphi(\xi,t)$ определяется характером особенности и зависит от S только логарифмически $/\xi = \ln S/$. (Это выражение справедливо также и в том случае, если $j=j(t)$ является точкой сгущения особенностей.

Связь асимптотики амплитуд с особенностями парциальных волн как функций момента является замечательной с теоретической точки зрения. Однако сама по себе эта связь приводит только к ограничению характера асимптотики.

Замечательные физические следствия возникают благодаря тому, что в силу условия унитарности особенности амплитуд парциальных волн разных процессов оказываются универсальными. Именно, если парциальная амплитуда $f_{j,n}(t)$ некоторой реакции имеет особенности при $j=j(t)$, то амплитуды всех других реакций, связанных с $a+\bar{c} \to \bar{b}+d$ условием унитарности (т.е. имеющих те же

x) Равенство сечений процессов $a+b \to c+d$, $a+\bar{d} \to c+\bar{b}$, являющееся обобщением теоремы Померанчука, интенсивно обсуждалось в последнее время в ряде работ /5/ без использования гипотезы о том, что асимптотика определяется особенностями в комплексной плоскости j. Однако неясно, являются ли использованные в этих работах предположения более общими, чем в теории комплексных моментов.

квантовые числа n'') имеют, вообще говоря, особенность при том же значении $j = j''(t)$. Если не предполагать, что существует большое число особенностей с одной и той же реальной частью $j(t)$, то универсальность особенностей приводит со степенной точностью к универсальности асимптотики различных процессов.

То, что данная особенность имеется в парциальных амплитудах любых реакций с данными квантовыми числами, позволяет говорить о ней независимо от амплитуды конкретной реакции, считая, что эта особенность является проявлением некоторого виртуального состояния сильно взаимодействующих частиц с нефизическим моментом и определенными значениями других квантовых чисел. Эти состояния естественно назвать редживонными состояниями, поскольку простейшим примером такого состояния является состояние, приводящее к полюсу Редже. Тот факт, что асимптотика рассеяния определяется особенностями в комплексной плоскости j можно понимать как результат того, что при больших энергиях процесс рассеяния идет главным образом за счет обмена определенными реджионными состояниями.

Опыты [I] по упругому рассеянию указывают на отсутствие универсальности в сокращении дифракционного пика. Однако нужно иметь в виду, что эта неуниверсальность относится к области $-t > 0{,}2 \left(\frac{Bev}{c}\right)^2$, в которой содержится только малая часть всех упругих событий. Наоборот, в области $0{,}2 \left(\frac{Bev}{c}\right)^2$, в которой содержится большая часть упругих событий, $\frac{d\sigma}{dt} = |f(t)|^2$ и, следовательно, универсально зависит (точнее не зависит) от энергии. То же относится и к полным сечениям различных процессов. К сожалению, эти факты (постоянство полных сечений и независимость $\frac{d\sigma}{dt}$ от S при небольших t нельзя считать подтверждением универсальности, т.к. они могут быть следствием более простых дифракционных соображений.

В случае неупругих процессов, таких как перезарядка $/\pi^- + p \to \pi^0 + n$, $K^- + p \to \bar{K}^0 + n/$ (рождение резонансов $/\pi^- + p \to \eta^0 + n$, $\pi^- + p \to \rho^0 + n$, $\pi^- + p \to \omega + n$, $K^- + p \to \bar{K}^{0*} + n/$ (рождение странных частиц ($\pi^- + p \to K + \Lambda$, $K + \Sigma$) (рассеяние на большие углы ($\pi + p \to \mathcal{N} + \pi$, $K + \mathcal{N} \to Y + \pi$), аннигиляция ($\mathcal{N} + \bar{\mathcal{N}} \to \pi + \pi$, $\mathcal{N} + \bar{\mathcal{N}} \to \pi + \eta$) и другие, дифракционные соображения отсутствуют. Поэтому предсказание о том, что сечения ряда таких процессов должны одинаково (со степенной точностью) зависеть от энергии, не является тривиальным.

§ 2. Неупругие процессы

Для того, чтобы выяснить, какие группы процессов имеют одинаковую асимптотику, необходимо классифицировать реджионные состояния определенными квантовыми числами. Реджионные состояния характеризуются теми же квантовыми числами, что и частицы, кроме момента. Вместо момента, реджионное состояние характеризуется сигнатурой $P_j = \pm I$. $P_j = I$, если состояние является физическим при четных j, и $P_j = -I$, если оно является физическим при нечетных. Другие квантовые числа определяются по квантовым числам частиц, в которые эти реджионные состояния могут переходить. Удобно вместо четности P характеризовать реджионное состояние величиной $P_R = (-1)^j P$ в случае бозонных состояний и $P_R = (-1)^{j-\frac{1}{2}} P$ в случае фермионных состояний.

Приведем несколько примеров универсальности неупругих процессов.

Рассмотрим процессы

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n\,, \qquad /\mathrm{I}/$$

$$\pi^- + p \to \eta^0 + n\,, \qquad /\mathrm{II}/$$

$$K^- + p \to \bar{K}^0 + n\,. \qquad /\mathrm{III}/$$

Первый из этих процессов может идти только за счет обмена состояниями с $S=0$, B= 0, T=I, G =I, P_j =-I, P_R =I, второй - состояниями с $S=0$, B=0, T=I, G =-I, P_j =I, P_R =I, третий-за счет обмена обоими состояниями. Следовательно, в зависимости от того, какое состояние имеет больший момент, два из трех процессов, либо I и III, либо II и III, имеют со степенной точностью одинаковое асимптотическое поведение. При этом третий должен падать с энергией быстрее. Аналогичное соотношение имеет место для процессов образования частиц со спином, не равным нулю.

$$\pi^- + p \to [n, n^*] + [\varphi^0, \omega^0]\,, \qquad /\mathrm{I}'/$$

$$\pi^- + p \to [n, n^*] + [\rho^0, f^0]\,, \qquad /\mathrm{II}'/$$

$$K^- + p \to [n, n^*] + \bar{K}^{*}_0\,. \qquad /\mathrm{III}'/$$

Либо сечения (I', III'), либо сечения /II', III'/ имеют одинаковую асимптотику. В первой скобке содержатся частицы, в которые переходит протон, во второй - частицы, в которые переходит мезон.

Асимптотика этих реакций отличается от асимптотики предыдущих тем, что реакции с образованием частиц со спином могут идти за счет состояний с $P_j = \pm$ I, $P_R = \pm$ I. (В случае образования $\mathcal{N}$ имеется ограничение, связанное с тем, что для системы $\mathcal{N}\bar{\mathcal{N}}$ при P_R =I $P_j G$ =-I).

Рассмотрим примеры реакций, для которых необходим обмен реджионным состоянием с отличной от нуля странностью.

В этом случае, поскольку нет ограничений, связанных с сохранением G - четности, количество соотношений значительно возрастает. Например, сечения реакций

$$K^- + p \to [\Lambda, \Lambda^*, \Sigma^0, \Sigma^{0*}] + [\varphi^0, \omega^0, f^0]\,,$$

$$K^- + p \to [\Lambda, \Lambda^*] + [\rho^0, \varphi^0, \omega^0, f^0] \qquad (\mathrm{IV})$$

должны иметь общую асимптотику.

При выборе приведенных примеров считалось, что реджионное состояние имеет определенные квантовые числа. Если это не так, то есть одно и то же реджионное состояние может переходить в состояние частиц с разными квантовыми числами, то универсальность усиливается. Например, если реджионное состояние не имеет определенной четности, то сечения реакций

$$\pi^- + p \to [\Lambda, \Lambda^* \Sigma^0, \Sigma^{0*}] + \eta^0,$$

$$\pi^- + p \to [\Lambda, \Lambda^*] + \pi^0$$

имеют ту же асимптотику, что и реакции (IV).

Как будет обсуждено ниже, реджионные состояния, отвечающие двигающимся ветвлениям, существенным в асимптотике, имеют все квантовые числа определенными, кроме четности. Если реджионное состояние имеет определенный изотопический спин, то возникают изотопические соотношения, не требующие для своей проверки исследования зависимости сечения от энергии. Например, между сечениями реакций:

$$K^- + p \to [\Sigma^{\pm}_{0}, \Sigma^{\pm *}_{0}] + [\pi^{\mp}_{0}, \rho^{\mp}_{0}]$$

должны иметь место изотопические соотношения

$$\sigma_+ : \sigma_0 : \sigma_- = 9 : 4 : \mathrm{I}\,,$$

если реджионное состояние с большим моментом имеет T=3/2, или

$$\sigma_+ : \sigma_0 : \sigma_- = 0 : \mathrm{I} : 4\,,$$

если реджионное состояние с Т = I/2 имеет больший момент. Здесь +, 0, - означает заряд образующегося мезона.

Много интересных соотношений возникает при рассмотрении рассеяния мезонов на нуклонах на большие углы, близкие к 180^0, которое должно идти за счет обмена реджионным состоянием с барионным зарядом, равным I (рис.2).

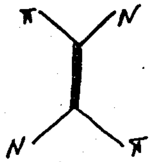

Рис.2.

Большое количество таких соотношений было получено в работах, в которых авторы исходили из предположения, что асимптотика определяется одним полюсом Редже. Часть этих соотношений, не требующих для своего вывода факторизации вычетов в полюсе, имеет место и в случае более общей особенности. Например, между сечениями реакций

$$\pi^+ + p \to p + \pi^+ ,$$
$$\pi^- + p \to n + \pi^0 ,$$
$$\pi^- + p \to p + \pi^-$$

имеют место изотопические соотношения $\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3$ =I : 2 : 9, если реджионное состояние имеет Т = 3/2 (обращенное фермиевское), или $\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3$ = 2 : I : 0, если Т= I/2.

Рассеяние назад особенно интересно в связи с тем, что оно, как хорошо известно /6/ , позволяет выяснить, является ли нуклонный полюс двигающимся.

Я хотел только подчеркнуть, что утверждение о том, что убывание $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ при $S \to \infty$ и фиксированном $u = (P_\pi - P_p)^2$ означает движение нуклонного полюса, является строгим и не зависит от гипотез о характере особенностей в j - плоскости. Обнаруженный в последнее время /7/ пик в области больших углов, наличие которого чрезвычайно естественно с дисперсионной точки зрения, позволяет надеяться на то, что, может быть, уже в ближайшее время мы узнаем, является ли нуклон реджионом.

В заключение я хочу сказать немного о неупругих процессах с образованием нескольких частиц без образования резонансного состояния. Если при изучении, например процесса превращения двух частиц в три, выбирать случаи, когда энергия пары частиц (рис.3) S_{12} не велика, то асимптотика таких процессов должна быть близка к асимптотике двухчастичных процессов.

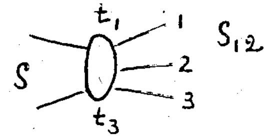

Рис.3

Однако даже при малых переданных импульсах t_1 и t_3 возможны конфигурации, при которых энергии пар S_{12} , S_{13} , S_{23} велики, но удовлетворяют условию, например $\frac{S_{12} S_{23}}{S} = \nu < \infty$.

Рассматривая эту область, К.А. Тер-Мартиросян / 8 / предположил, что асимптотика в этой области определяется особенностями в j - плоскости как t_1-, так и t_3-канала. Предполагая, что такими особенностями являются полюса, он пришел к асимптотике вида

$$S_{12}^{\alpha(t_1)} \, S_{23}^{\alpha(t_3)} \, \gamma(t_1, t_3, \nu) \qquad (2)$$

и показал, что при этом рассматриваемые конфигурации дают существенный вклад в полное сечение.

В работе Ю.А. Симонова, К.А. Тер-Мартиросяна, представленной на конференцию, показано, что асимптотика совокупности диаграмм вида рис.4.

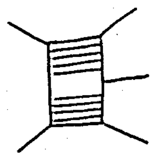

Рис.4.

имеет структуру (2). Необходимы дальнейшие исследования для выяснения возможности описания асимптотики таких процессов с помощью комплексных моментов.

§ 3. Полюса Редже и резонансы

Полюса Редже должны быть тесно связаны не только с асимптотикой процессов при больших энергиях, но и с наблюдаемым спектром частиц и резонансов. В частности, исходя из существования вакуумного полюса – полюса Померанчука, определяющего асимптотику упругого рассеяния, Фраучи, Гелл-Манн и Захариасен предсказали существование частицы со спином 2 положительной четности, массой около I Бэв и другими квантовыми числами, равными нулю. Такая частица с массой I250 Мэв была обнаружена в работе /9/ и получила название f_0 -мезон. Однако в последнее время обнаружена частица A_2 со спином 2, положительной четностью T = I и массой I3I0 Мэв /I0/. В связи с этим возникло подозрение, что f_0 может входить в унитарный мультиплет вместе с A_2 . В этом случае он не имел бы отношения в вакуумному полюсу. Другой резонанс, A_1, по данным, представленным на эту конференцию, по-видимому, имеет квантовые числа 2^{--}, T = I. Если это правильно, то его можно рассматривать как резонансное состояние, лежащее на той же траектории, что и π - мезон.

В отношении других резонансов, которые можно считать лежащими на одной траектории, ситуация за последние два года не изменилась.

§ 4. Полюса и ветвления

Перейдем к обсуждению теоретической ситуации в проблеме выяснения того, какие особенности реально существуют в комплексной плоскости момента количества движения.

Первый вопрос, на который необходимо ответить, состоит в том, какие основания, кроме нерелятивистской аналогии, имелись для гипотезы полюсов Редже.

Эти основания очень просты. Если мы рассмотрим амплитуду $f_j(t)$ некоторой реакции при фиксированном достаточно большом j как функцию t , то если имеет место представление Мандельстама) $f_j(t)$ не будет иметь на физическом листе комплексной плоскости t никаких особенностей, кроме правого и левого разреза рис. 5.

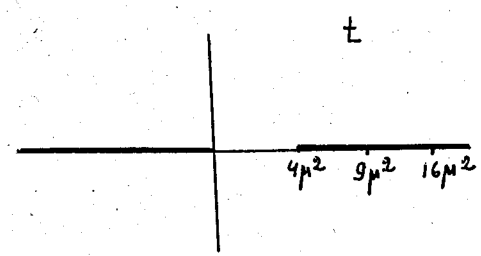

Рис. 5.

Если при некотором j и t на физическом листе $f_j(t)$ имеет особенность, то это означает, что при этом j особенность $f_j(t)$ пришла в точку t с нефизических листов плоскости t. Поэтому вопрос об особенностях в плоскости j (положение которых зависит от t) есть вопрос об особенностях на нефизических листах в плоскости t. Было показано /II/, что на нефизических листах плоскости t, связанных с левым разрезом, нет особенностей, положение которых зависит от j. Поэтому никаких особенностей с этих листов появиться не может. Продолжение амплитуды на нефизические листы, связанные с правым разрезом, определяется условием унитарности. Условие унитарности при нецелых j известно только для двухчастичных порогов. Это условие унитарности приводит к тому, что на нефизических листах, связанных с этими порогами, имеются полюса в точках $j = j(t)$, определяемых условием

$$f_j(t) = \frac{\sqrt{t}}{K}\,\frac{1}{i}, \qquad (3)$$

где $f_j(t)$ - амплитуда на физическом листе, а K - импульс относительного движения в промежуточном состоянии. Эти полюса при целых j совпадают с обычными резонансами. При изменении j они могут выйти на физический лист, и тогда они называются полюсами Редже. Таким образом, полюса Редже наверняка существуют. Вопрос состоит в том, есть ли еще и другие особенности. На двухчастичных нефизических листах никаких других особенностей нет. Поэтому другие особенности могут быть обусловлены только многочастичными промежуточными состояниями.

Здесь мы сталкиваемся с проблемой продолжения на нецелые j многочастичных условий унитарности. Эта проблема до настоящего времени не решена даже в нерелятивистской теории. На эту конференцию представлен ряд работ, посвященных исследованию свойств трехчастичных состояний в нерелятивистской теории. Однако в этих работах обсуждаются только трудности рассматриваемой проблемы.

В релятивистской теории то, что мы знаем, по-видимому, твердо,- это условие унитарности при целых физических j. При целых j на нефизических листах плоскости t, связанных с многочастичными порогами, кроме полюсов, имеются также точки ветвления. Эти точки ветвления отвечают порогам образования резонансов и происходят от диаграмм вида рис. 6а и 6б.

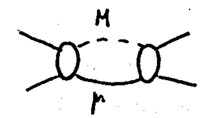

Рис. 6а.

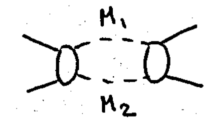

Рис. 6б.

Поскольку массы резонансов M, M_1, M_2 (рис.6) комплексны, то и положения точек ветвления комплексны: $t = (\mu + M)^2$ (частица и резонанс), $t = (M_1 + M_2)^2$ (2 резонанса). Однако положения этих точек ветвления определяются только массами резонансов и не зависят от j. Поэтому эти точки ветвления не могут выйти на физический лист при изменении j.

В нерелятивистской теории эти соображения, по-видимому, правильны и объясняют, почему в плоскости j не получено никаких особенностей, зависящих от t, кроме полюсов.

В релятивистской теории возникло совершенно новое обстоятельство, связанное с существованием сигнатуры и третьей мандельстамовской спектральной функции. Оно состоит в следующем.

Рассмотрим скачок парциальной волны на особенности, соответствующей порогу образования двух частиц или резонансов со спинами σ_1 и σ_2.

$$f_j(t)=\sum_{m_1=-\sigma_1}^{\sigma_1}\sum_{m_2=-\sigma_2}^{\sigma_2}\frac{2\rho(t,M_1,M_2)}{\sqrt{t}}\,\frac{\Gamma(j-m_1-m_2+1)}{\Gamma(j+m_1+m_2+1)}\,f^{j}_{\sigma_1 m_1\sigma_2 m_2}\,f^{j*}_{\sigma_1 m_1\sigma_2 m_2}, \qquad (4)$$

где m_1, m_2 - спиральности частиц или резонансов,

$$\frac{\Gamma(j-m_1-m_2+1)}{\Gamma(j+m_1+m_2+1)}=\frac{2j+1}{4}\int_{-1}^{1}P^2_{jm}(z)\,dz$$

- фазовый объем состояния с определенным моментом и его проекцией на направление импульса относительного движения. Если продолжить (4) на нецелые j при $j\geq\sigma_1+\sigma_2$, то при целых $j=\sigma_1+\sigma_2-n$ (n = I,2 ......) Γ - функция обращается в бесконечность. Это отражает тот факт, что состояния с проекцией момента, большей, чем момент, являются нефизическими. В нерелятивистской теории это обращение в бесконечность фазового объема ни к чему не приводит, поскольку при целых j амплитуды переходов в нефизические состояния $j=m_1+m_2-n$ равны нулю. В релятивистской теории физическими являются либо четные, либо нечетные j (j - своей сигнатуры). Поэтому при j чужой сигнатуры амплитуды $f^j_{\sigma_1 m_1\sigma_2 m_2}$ переходов в нефизические состояния не обязаны обращаться в нуль. Для ряда простейших диаграмм теории возмущений можно показать, что амплитуды $f^j_{\sigma_1 m_1\sigma_2 m_2}$ при $j=m_1+m_2-n$ действительно не обращаются в нуль, если эти диаграммы имеют отличную от нуля спектральную функцию $\rho(s,u)$. Если не предполагать, что в точной теории амплитуды $f^j_{\sigma_1 m_1\sigma_2 m_2}$ все же равны нулю при $j=m_1+m_2-n$, то мы приходим к выводу, что $\Delta f_j(t)$ имеет полюса при $j=\sigma_1+\sigma_2-n$. Это явление, впервые замеченное Азимовым /I2/, представляет собой смещение особенностей при отрицательных целых j /I3/ для частиц со спином. Если $\sigma_1+\sigma_2\geq 2$, то оно противоречит условию Фруассара.

Разрешение этого парадокса было найдено Мандельстамом /4/. На примере определенного класса диаграмм теории возмущений (рис.7 Мандельстам показал, что

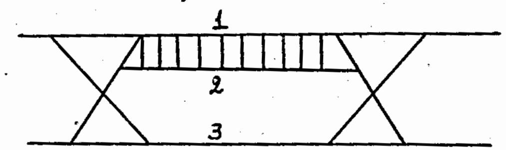

Рис. 7.

продолжение на нецелые j вклада трехчастичных состояний в условие унитарности содержит точку ветвления вида:

$$j=\alpha\left((\sqrt{t}-\mu)^2\right)-1, \qquad (5)$$

где $\alpha(t)$ - траектория полюса Редже, имеющегося в амплитуде рассеяния частиц I и 2 (рис.7).

В плоскости t ей соответствует точка ветвления при

$$t(j)=\left(\sqrt{\alpha^{-1}(j+1)}+\mu\right)^2. \qquad (6)$$

Поскольку условие $\alpha(t_\sigma)=\sigma$ при четном или нечетном σ определяет массы частиц или резонансов $t_\sigma=M^2_\sigma$, то точка ветвления (5) при $j=\sigma-1$ находится при $t=(M_\sigma+\mu)^2$ и совпадает с точкой ветвления, обусловленной рождением резонанса и частицы. При $j=\sigma'-1$, где σ' - спин другого резонанса, лежащего на той же траектории, точка ветвления (5) совпадает с порогом рождения этого резонанса $t=(M_{\sigma'}+\mu)^2$ и т.д.. Мандельстам показал, что точка ветвления (6), переходя от одного порога к другому, каждый раз компенсирует соответствующий азимовский полю

При целых j своей сигнатуры скачок на особенности (6) обращается в ноль. Мандельстам указал также, что если рассмотреть совокупность диаграмм типа изображенной на рис. 8

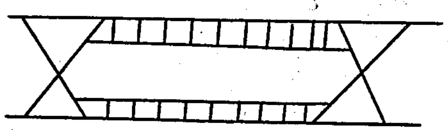

Рис. 8.

и учесть в амплитудах рассеяния частиц I,2 и 3,4 один и тот же полюс Редже с траекторией $\alpha(t)$, то можно прийти к заключению, что имеется точка ветвления при $j=2\alpha\left(\frac{t}{4}\right)-1$. Если затем итерировать условие унитарности, то получится совокупность ветвлений вида:

$$j_n = n\alpha\left(\frac{t}{n^2}\right)-n+1 , \qquad (7)$$

которая при малых t была рассмотрена еще Амати, Фубини и Стангеллини /I4 /. В работе /I5/ была сделана попытка понять возникновение этих ветвлений более непосредственно с точки зрения многочастичных условий унитарности. Основная мысль состоит в том,что условие унитарности на пороге образования, наприме четырех частиц (рис.9), может быть записано в виде, аналогичном (4)

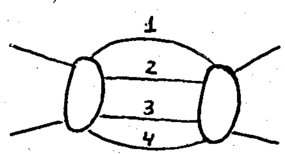

Рис. 9.

Если состояния пар частиц I,2 и 3,4 характеризовать моментами σ_1 и σ_2 каждой пары в их системе Ц.И и квадратами масс

каждой пары $t_1=M_1^2,\ t_2=M_2^2$, то четырехчастичное условие унитарности будет отличаться от (4) только тем, что необходимо выполнить интегрирование по массам $M_1, M_2\ (t_1, t_2)$ и просуммировать по спинам σ_1 и σ_2. Как уже говорилось, продолжение такого выражения на нецелые j встречает серьезные трудности. Однако ясно, что наряду с трудностями, связанными с расходимостями сумм и поведением амплитуд $f^{j}_{\sigma_1 m_1 \sigma_2 m_2}$, которые имеют место и в нерелятивистской теории, в релятивистской теории имеется дополнительная трудность, обусловленная полюсами Γ -функции. При попытке продолжить условие унитарности в виде суммы по $\sigma_1 m_1$, $\sigma_2 m_2$ оказывается, что $\Delta f_j(t)$ имеет полюса при всех целых j чужой сигнатуры[x]. Если предположить, что эта трудность устраняется переходом от сумм к некоторым контурным интегралам, то независимо от детальной формы контуров почти очевидно, что совпадение полюсов Редже амплитуд $f^{j}_{\sigma_1 m_1 \sigma_2 m_2}$ с полюсами Γ- функции приведет к точке ветвления.

Интересно отметить, что с этой точки зрения точки ветвления возникают из-за сингулярности фазового объема промежуточного состояния и поэтому имеют ту же природу, что и обычные пороговые точки ветвления.

На таком пути удается несколько более полно, чем это было сделано Мандельстамом, проанализировать возникающие точки ветвления. Точки ветвления (6),(7) можно рассматривать как пороги образования реджиона и частицы, двух реджионов и т.д. и сопоставлять с ними диаграммы вида рис. IO.

x) На это обстоятельство впервые обратили внимание Я.И.Азимов, А.А. Ансельм, Г.С. Данилов и И.Т.Дятлов.

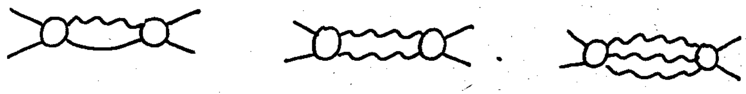

Рис. IO.

(волнистые линии соответствуют реджионам).

Скачок на разрезе, связанном с этими особенностями, имеет вид, чрезвычайно сходный с обычным условием унитарности, но для частиц переменной массы. Он определяется интегралом от произведения амплитуд рождения реджионов.

Чрезвычайно существенным является следующий факт. При t выше порогов образования реальных частиц имеется много разных точек ветвлений как типа (6), отвечающих порогу образования реджионов частиц, зависящих явно от масс частиц, так и типа (7), отвечающих порогу образования реджионов и зависящих только от траекторий полюсов. Однако при малых t в плоскости j остаются только особенности типа (7), не зависящие от масс частиц. (Предположено, что частицы лежат на реджевских траекториях). Это означает, что для асимптотического поведения амплитуд в S-канале $(t<0)$ существенны только точки ветвления типа (7), определяемые траекториями полюсов.

В заключение нужно подчеркнуть, что существование мандельстамовских движущихся точек ветвления нельзя считать строго доказанным. Однако основания для предположения об их существовании очень серьезны. Поэтому необходимо рассматривать следствия для асимптотики, к которым они приводят. В настоящее время нет оснований для предположений о существовании каких-либо иных движущихся особенностей. К сожалению, это может быть связано с тем, что мы не знаем точной структуры продолженных на нецелые j многочастичных условий унитарности.

В частности, мы не знаем, какие особенности могут прийти с нефизических листов, связанных с особенностями, обнаруженными Исламом, и другими / I6 /. Ясно, что задача продолжения многочастичных условий унитарности на нецелые j является в настоящее время первостепенной, поскольку эти условия унитарности являются адекватным средством исследования особенностей парциальных волн, то есть асимптотики рассеяния при больших энергиях.

§ 5. Двигающиеся точки ветвления и взаимодействие при высоких энергиях

Точки ветвления, обнаруженные Мандельстамом, имеют ряд замечательных свойств.

Рассмотрим совокупность точек ветвления, возникающих на базе одного и того же полюса $\alpha(t)$.

$$j_n(t) = n\,\alpha\left(\frac{t}{n^2}\right) - n + 1 . \qquad (8)$$

Положение точек ветвления при больших n определяется значением $\alpha(0)$.

Если $\alpha(0)>1$, то $j_n \to \infty$ и амплитуда растет быстрее любой степени. Мы приходим, таким образом, к требованию $\alpha(0) \leq 1$ независимо от теоремы Фруассара. Если $\alpha(0)<1$, то при $n\to\infty$ $j_n \to -\infty$. При этом точки ветвления при малых $t<0$ находятся левее полюса и не существенны в асимптотике. При $\alpha(0)=1$ точки ветвления сгущаются к I и при $t<0$ находятся правее полюса. При малых t

$$j_n = 1 + \frac{\alpha'(0)\,t}{n} . \qquad (9)$$

Таким образом, точки ветвления (8) существенны в асимптотике, только если $\alpha(t)$ - траектория полюса Померанчука.

Рассмотрим точку ветвления, отвечающую порогу образования n - реджионов $\alpha(t)$ (P - траектория) и m - реджионов с траекторией $\beta(t)$. При малых t положение такой точки ветвления может быть записано в виде:

$$j_{n+m} = m\beta(0) - m + 1 + \frac{\alpha'(0)\beta'(0)}{m\alpha'(0) + n\beta'(0)}t. \quad (I0)$$

Из выражения (I0) следует, что только точки ветвления с m =I. правее полюса $\beta(t)$ и существенны для асимптотики

$$j_{n+1} = \beta(0) + \frac{\alpha'(0)\beta'(0)}{\alpha'(0) + n\beta'(0)}t. \quad (II)$$

Знание положений точек ветвления позволяет сделать некоторые заключения об асимптотике упругих и неупругих процессов.

а) Упругое рассеяние

Рассмотрим упругое рассеяние и предположим, что существует полюс Померанчука. Тогда наиболее правыми особенностями, расположенными вблизи $j=1$, будут точки ветвления (9) и полюс $j=\alpha(t)$, отвечающие обмену P - реджионами (рис. II).

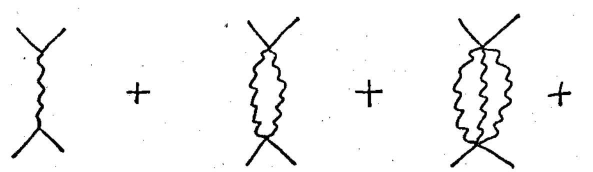

Рис. II.

Структура j -плоскости вблизи j = I имеет вид, изображенный на рис. I2.

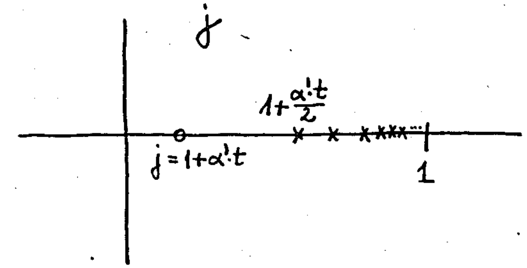

Рис. I2.

Ясно, что наличие точек ветвления, сгущающихся к I, приведет, во всяком случае, к существенному уменьшению сужения дифракционного конуса по сравнению со случаем одного полюса. Детальная структура дифракционного конуса зависит от величины вклада ветвлений.

В работе Померанчука, Тер-Мартиросяна и моей была сделана попытка вычислить вклад ветвлений при малых t . Однако в этой работе предполагалось, что амплитуды образования реджионов постоянны вблизи реджионных порогов. В настоящее время имеются основания считать, что эти амплитуды имеют существенное пороговое поведение. Поэтому результаты, полученные в этой работе, по-видимому, неправильны.

Здесь я хочу отметить только следующий важный пункт. Относительная величина вклада полюса и ветвлений при малых t определяется тем, запрещен или нет переход одного P -реджиона в два. Иначе говоря, существуют ли диаграммы вида рис. I3.

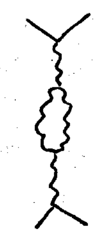

Рис. I3.

Если такие диаграммы отсутствуют, то можно показать, что при $t=0$ вклад ветвлений меньше вклада полюса и, следовательно, асимптотически имеют место соотношения между сечениями

$$\sigma_{aa} \cdot \sigma_{bb} = \sigma_{ab}^2 .$$

Если такие диаграммы присутствуют (ветвления усиливаются полюсом), то вклад ветвлений может быть сравним, или даже больше вклада полюса. Интересно, что в этом случае соотношения между сечениями также сохранятся, поскольку вклад ветвлений будет определяться усиленными диаграммами - рис. I3, которые факторизованы.

Относительная величина вклада полюса и ветвлений может иметь также отношение к экспериментам Кокони и др. / I7 / по pp - рассеянию при больших переданных импульсах. Если вклад ветвлений с ростом t убывает быстрее вклада полюса, то при больших t $(s/t \gg 1)$ должно наблюдаться сокращение конуса, которое с ростом s будет уменьшаться.

На эту конференцию представлены результаты / 7 / , полученные в Брукхэвене по измерению упругого рассеяния π^+ на протонах и протонов на протонах в области очень малых переданных импульсов. Такие данные, но при большей энергии могут оказаться чрезвычайно существенными для выяснения вопроса о влиянии точек ветвления на асимптотику.

<u>б) Неупругие процессы</u>

Рассмотрим какой-нибудь из неупругих процессов, обсуждавшихся выше, например, $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ В этом случае обмен P - реджионом невозможен. Возможен обмен реджионом с квантовыми числами $P_j = -I$, $P_R = I$, $G = I$, $T = I$. Пусть этот реджион имеет траекторию $\beta(t)$. Тогда наряду с полюсом в асимптотике

существенны точки ветвления (II) , отвечающие обмену одним реджионом $\beta(t)$ и произвольным числом P - реджионов (рис. I4).

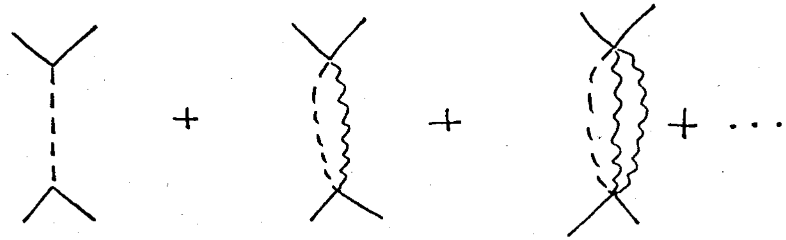

Рис. I4.

Структура j -плоскости в этом случае изображена на рис. I5

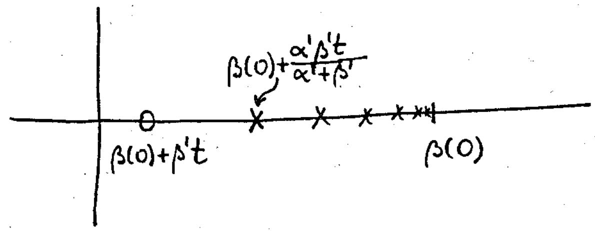

Рис. I5

Полное сечение реакции будет при больших энергиях убывать как

$$s^{2[\beta(0)-1]}\, \varphi(\xi) ,$$

где $\varphi(\xi)$ - функция, зависящая от s логарифмически $\xi = \ln s$, и определяемая соотношением вклада полюса и ветвлений.

Сечения всех других реакций, для которых обмен реджионом с траекторией $\beta(t)$ является главным, будут иметь ту же степенную зависимость.

Асимптотика неупругих процессов, возникающая при учете двигающихся ветвлений, имеет важное свойство, на котором необходимо остановиться.

Пусть наряду с полюсом $\beta(t)$ с квантовыми числами P_j =-I , P_R = I, G = I и T = I, имеется полюс с траекторией $\tilde{\beta}(t)$ с квантовыми числами P_j = - I, P_R =-I, G = I, T = I, такой, что $\tilde{\beta}(0) > \beta(0)$. В реакции $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ такой полюс не может дать вклада. Однако обмен реджионом $\tilde{\beta}(t)$ и любым числом P - реджионов может дать вклад.

Такая возможность обусловлена, тем, что состояние, например двух реджионов, приводящее к точке ветвления, является суперпозицией состояний с орбитальными моментами $\ell = 0$ и ℓ =-I и не имеет определенной четности. Асимптотика реакции $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ в этом случае будет определяться процессами типа рис. I4 , но без полюсного члена. Сечение реакции будет убывать как $s^{2[\tilde{\beta}(0)-1]}\varphi(\xi)$, т.е. так же (со степенной точностью), как сечения реакций, для которых возможен обмен реджионом $\tilde{\beta}(t)$.

Квантовые числа реджионного состояния - реджион $\tilde{\beta}(t)$ + произвольное число P - реджионов, за исключением четности, совпадают с квантовыми числами $\tilde{\beta}(t)$. Так как полюс Редже соответствует, вообще говоря, состоянию, имеющему вполне определенные сохраняющиеся квантовые числа, то и рассматриваемые точки ветвления имеют определенные квантовые числа, кроме четности. Если бы мы рассмотрели точку ветвления, возникающую на базе двух полюсов $\beta_1(t)$ и $\beta_2(t)$, имеющих отличный от нуля изотопический спин, то соответствующее состояние не имело бы определенного изотопического спина[x)]. Как было объяснено выше, такие точки ветвления не существенны в асимптотике и, следовательно, асимптотика определяется реджионными состояниями, имеющими определенные квантовые числа, кроме четности. Это может в принципе служить способом проверки, определяют ли рассматриваемые ветвления асимптотическое поведение реакции.

x) Я благодарен А.А. Ансельму, обратившему мое внимание на это обстоятельство.

в) Рассеяние назад

В отсутствие двигающихся ветвлений рассеяние на большие углы определяется двумя комплексно сопряженными фермионными полюсами Редже. Траектории этих полюсов $\beta^{\pm}(u)$ являются функциями $\sqrt{u}$, где $u = (p_a - p_d)^2$ - квадрат энергии в системе ц.и. кроссингового канала.

$$\beta^{\pm}(u) = \beta(\pm\sqrt{u})$$

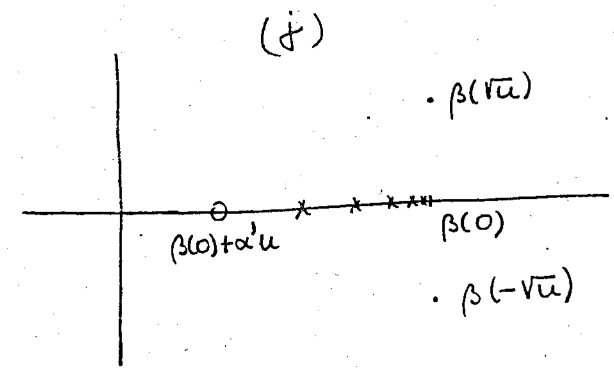

Рис. I6.

При малых u

$$\beta^{\pm}(u) = \beta(0) \pm \gamma\sqrt{u} .$$

Выражение (II) для положения точек, соответствующих порогу образования $\beta(u)$ и P -реджионов, неправильно , в частности потому, что при $u=0$ $\beta'(u)=\infty$. Можно показать, действуя аналогично /I5/, что положения точек ветвления в этом случае будут

$$j_{n+1}=\beta(0)+\alpha'\frac{u}{n}$$

и, следовательно, структура j - плоскости при малых u будет иметь вид, изображенный на рис. I6.

Это означает, что асимптотика рассеяния на большие углы по-прежнему может определяться нуклонным полюсом. Кроме того, возможны осцилляции в дифференциальном сечении, обусловленные интерференцией вклада полюсов и ветвлений.

§ 6. Полюса Редже и теория возмущений

За прошедшие два года был сделан ряд интересных работ в области исследования асимптотики диаграмм теории возмущений. В работах Полкинхорна и Тиктопулоса /I8,I9/ разработан универсальный способ получения асимптотики планарных диаграмм по их топологической структуре. В простейшем случае сходящихся планарных диаграмм основной результат этих работ состоит в том, что асимптотика диаграммы при $s\to\infty$ и фиксированном t имеет вид $s^{-\rho}(\ln s)^{\alpha}$, где ρ - минимальное число линий, которые необходимо сжать в точку, чтобы диаграмма перестала зависеть от s, α определяется числом независимых способов, которыми можно сделать диаграмму не зависящей от s, сжав ρ линий.

В работе Полкинхорна / I8 / было показано, что совокупность диаграмм лестничного типа приводит к редже́вскому поведению. Была выяснена / 20 / специальная роль непланарных диаграмм, (диаграмм, имеющих третью спектральную функцию $\rho(s,u)$), которые при суммировании приводят к асимптотике, соответствующей

двигающимся точкам ветвления в j-плоскости.

Большой цикл работ /2I - 25/, начатый работой Гелл-Манна и Гольдбергера / 2I /, был посвящен проблеме реджизации полюсов, соответствующих элементарным частицам в теории возмущений. Интерес к этому вопросу особенно обострился в связи с интенсивными дебатами на тему: какая из несуществующих теорий лучше - теория S - матрицы, обычная теория поля или аксиоматический подход.

По существу вопрос связан с тем известным фактом, что в нерелятивистской теории связанное состояние возникнет только при условии, что константа связи g^2 достаточно велика. На языке полюсов Редже это проявляется в том, что при малых g^2 полюса в основном находятся левее линии $\mathrm{Re}\,j=-1/2$ в плоскости j и заходят правее этой линии только на малую величину порядка g^2. Аналогичная ситуация имеет место в простейших мезонных теориях ($\lambda\varphi^3$, $\bar\Psi\gamma_5\Psi$). В этих теориях парциальные амплитуды, вычисленные с помощью первых нескольких приближений теории возмущений и продолженные на нецелые j, становятся при малых g^2 большими только вблизи отрицательных целых j. Это означает, что полюса Редже при малых g^2 могут быть только вблизи этих точек. Полюса, соответствующие элементарным частицам, не имеют к этим точкам никакого отношения и появляются в неаналитических по j членах типа δ_{jc}, $\delta_{j\,1/2}$. Поэтому в таких теориях, если частицы и лежат на редже́вских траекториях, то только при достаточно больших и, по-видимому, фиксированных g^2.

Гелл-Манн, Гольдбергер, Лоу и др. / 23 / обратили внимание на то, что в векторной мезонной теории ($\bar\Psi\gamma_\mu\Psi A_\mu$) ситуация может быть иной. В этом случае парциальные амплитуды, вычисленные с помощью нескольких первых приближений теории возмущений, например, рассеяния мезона на нуклоне, велики при j, близких к + I/2. Это обусловлено тем простым фактом, что введение частицы со спином единица увеличивает вклад диаграммы в асимптотику.

На языке парциальных амплитуд усиление вклада диаграмм в асимптотику при введении частиц со спином проявляется в появлении так называемых бессмысленных состояний (nonsense states). Например, система векторный мезон плюс нуклон может находиться в трех состояниях с определенным моментом j и четностью $(-1)^{j-1/2}$, отличающихся проекцией момента μ на направление относительного движения ($\mu = \pm 1/2, \pm 3/2$) . Значение $j = 1/2$ является физическим, однако состояние $j = 1/2, \mu = 3/2$ нефизическое (nonsense state). Парциальная амплитуда рассеяния в состоянии с $\mu = 3/2$ поэтому может быть большой при $j = 1/2$. Гелл-Манн и др. показали, что в борновском приближении теории возмущения эта амплитуда имеет полюс при $j = 1/2$. Поскольку при j, близком, но не равном I/2, состояния $\mu = \pm 1/2$ связаны условием унитарности с состоянием $\mu = 3/2$, то в следующих приближениях амплитуды, соответствующие состояниями $\mu = \pm 1/2$, также велики вблизи $j = 1/2$.

Очевидно, однако, что большая величина амплитуд парциальных волн вблизи $j = 1/2$ является необходимым, но недостаточным условием того, чтобы, например, полюс, соответствующий нуклону, лежал на реджевской траектории.

Гелл-Манн и др. /22/ показали, что другим необходимым условием является факторизация парциальных амплитуд в борновском приближении. Они выяснили, что это условие выполнено в случае рассеяния векторного мезона на нуклоне и не выполнено в случае рассеяния векторного мезона на скалярной частице.

В произвольном порядке теории возмущений в векторной мезонной теории им не удалось показать, что нуклон лежит на реджевской траектории. Однако при некоторых дополнительных предположениях они убедились в реджизации нуклонного полюса при учете лестничных диаграмм до шестого порядка. Одновременно они убедились в отсутствии реджизации полюса, соответствующего скалярной частице.

В работе, представленной на конференцию, Полкинхорн показал, что дополнительные предположения, использованные в работе /23/, правильны, и тем самым завершил доказательство реджизации нуклонного полюса в этих диаграммах.

В работе Мандельстама, представленной на конференцию , реджизация нуклонного полюса в такой теории доказана в двухчастичном приближении без использования теории возмущений.

Таким образом, в настоящее время имеются серьезные аргументы в пользу того, что в векторной мезонной теории нуклон находится на реджевской траектории.

В связи с реджизацией скалярной частицы в такой теории /24/ я хотел отметить, что если считать массу векторного мезона λ малой и пренебречь ею всюду, кроме инфракрасных членов, содержащих $\ln \lambda$, то скалярная частицы также оказывается лежащей на реджевской траектории. Мне кажется, что такое приближение может иметь отношение к квантовой электродинамике и факт реджизации скалярной частицы связан с тем, что электродинамика частиц со спином 0 является столь же хорошей теорией, как и электродинамика частиц со спином I/2.

Ясно , что следующий вопрос, который возникает, - является ли векторный мезон двигающимся.

В работе, представленной на конференцию, Мандельстам привел аргументы в пользу того, что векторный мезон не лежит на траектории. Этот вопрос не представляется мне, однако, окончательно выясненным.

Другой интересный вопрос. Можно ли с точки зрения теории возмущений попытаться выяснить, существует ли полюс Померанчука. В работе, опубликованной недавно /25/, Гелл-Манн и др. показали, что в четвертом порядке векторной мезонной теории существует полюс с квантовыми числами вакуума, который при массе мезона, равной нулю, проходит через точку $j = 1$ при $t = 0$.

Рукопись поступила в издательский
отдел I9 августа I964 г.

Литература

1. K.J.Foley et al. Phys.Rev.Lett. 10, 376,543 (1963); 11, 503 (1963).
2. A.Ahmadzadeh, J.Sakmar. Phys.Rev.Lett. 11,439 (1963).
3. P.G.O.Freund, R.Oehme. Phys.Rev.Lett. 10, 450 (1963); Phys. Lett. 5, 353 (1963).
   I.R.Gatland, J.W.Moffat. Phys.Rev. 132, 442, 1225 (1963).
4. S.Mandelstam. Nuovo Cim. 30, 1127, 1148 (1963).
5. Н.Н. Мейман. ЖЭТФ, 46, I039 (I964); 43, 2277 (I962); А.А. Логунов и др. ЖЭТФ, 46, I078 (I964);
   L.Van Hove. Preprint CERN, 1963.
6. S.C.Frautschi, M.Gell-Mann, F.Zachariasen, Phys.Rev. 126, 2204 (1962).
7. S.J.Lindenbaum. Доклад на XII конференции по физике высоких энергий.
8. К.А. Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 44, 34I (I963).
9. W.Selove et al . Phys.Rev.Lett. 9, 273 (1962).
10. M.Aderholz et al. Phys.Lett. 10, 226 (1964).
11. В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 42, I260 (I962).
12. Я.И. Азимов. ЖЭТФ, 43, 232I (I962).
13. В.Н. Грибов, И.Я. Померанчук, ЖЭТФ, 43, I556 (I962).
14. D.Amati et al. Phys.Rev.Lett. 1, 29 (1962).
15. V.N.Gribov, I.Ya.Pomeranchuk, K.A.Ter-Martirosyan. Phys.Rev. (to be published) .