

О СЛИЯНИИ БОЗОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ РЕДЖЕ ПРИ $t \leq 0$

Д.В.Волков

Мы хотим привести здесь некоторые аргументы в пользу того, что слияние траекторий Редже и их выход в комплексную плоскость, которые были обнаружены Грибовым [1] для случая фермионных траекторий, возможны также и для бозонных траекторий Редже.

Поведение бозонных траекторий Редже при $t = 0$ (t — квадрат полной энергии в аннигиляционном канале) для случая нуклон-нуклонного рассеяния рассматривалась в работе [2] на основе требования аналитичности инвариантных амплитуд и предположения, что полюсные члены парциальных амплитуд имеют структуру

$$r(\sqrt{t}) / j - j(t). \quad (1)$$

Недавно было показано [3], что соотношения, полученные в работе [2] являются следствием симметрии $SU(2)$ -группы. При этом оказывается, что структура полюсных членов (1) имеет место только для частного выбора инвариантов группы. Для инвариантов общего вида имеет место следующая структура полюсных членов

$$r(\sqrt{t}) / j - j(\sqrt{t}) \pm r(-\sqrt{t}) / j - j(-\sqrt{t}), \quad (2)$$

где знаки \pm зависят от спиральностей и спинов частиц и определяются симметрией спиральных амплитуд по отношению к преобразованию $\sqrt{t} \rightarrow -\sqrt{t}$ [4-6].

Вследствие зависимости траекторий от \sqrt{t} в (2) эти траектории сливаются при $t = 0$ и при $t < 0$ выходят в комплексную плоскость.

Заметим, что наличие двух слагаемых в (2) не означает удвоения числа связанных состояний и резонансов, соответствующих траекториям. Отдельные слагаемые в (2) различаются не набором физических состояний, а направлением распространения виртуальных частиц [6].

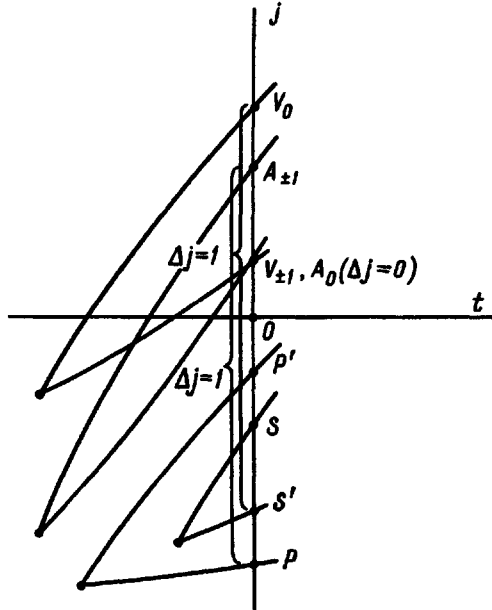


Рис.1

Для определения какой из режимов (1) или (2) является более предпочтительным и для установления их возможной связи, мы рассмотрим модель, основанную на суммировании асимптотического вклада диаграмм амплитуды рассеяния частиц с полуцелым спином* при дополнительном предположении, что интегралы по замкнутым петлям, которые возникают при стягивании мезонных линий и сходятся для случая частиц с нулевым спином, являются сходящимися и для частиц со спином. При этом сумма диаграмм, соответствующая реджевскому поведению амплитуды рассеяния имеет вид

$$\sim S A(t), \tag{3}$$

где матрица $A(t)$ удовлетворяет условиям:

1. $A(t)$ является релятивистским инвариантом, зависящим от двух наборов матриц γ_μ (для каждого из фермионов) и 4-вектора P_μ -

вектора энергии – импульса в t -канале, с коэффициентами не имеющими особенностей при $t = 0$.

2. Ниже порога возможных реакций и при вещественных значениях вектора P_μ матрица $A(t)$ является эрмитовой.

Как следствие 1. и 2. собственные значения матрицы $A(t)$, соответствующие различным траекториям Редже, имеют вид

$$a_i(\pm) = a_i \pm \sqrt{b_i^2 + (c_i^2 + d_i^2)t}, \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (4)$$

где a_i , b_i , c_i и d_i – вещественны при t меньше пороговых значений.

Из (4) следует что при $t \leq 0$ траектории Редже могут сливаться парно, а затем становиться комплексно-сопряженными.

Возможная картина слияний траекторий для рассматриваемой модели изображена на рис.1, где различные траектории обозначены в соответствии с типом мезонов, принадлежащих траекториям, а индексы соответствуют возможным типам связи: 0 – без изменения спиральности частиц; ± 1 с изменением спиральности на единицу. Для случая равных масс частиц траектории P' и S' проходят точку $t = 0$ с нулевыми вычетами.

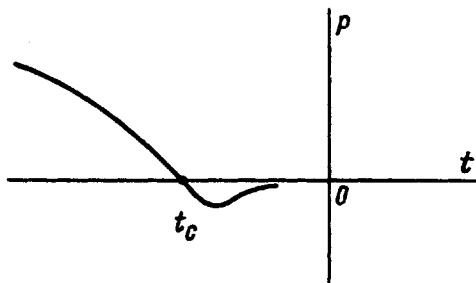


Рис.2

Как видно из рис.1, сливаются траектории с одинаковыми квантовыми числами. Тот факт, что слияние происходит только при $t \leq 0$, находится в соответствии с теоремой Вигнера-Неймана [7]. При $t < 0$ матрица $A(t)$ становится неэрмитовой и условия теоремы Вигнера-Неймана перестают выполняться. По-видимому, это обстоятельство слабо зависит от использованной нами модели.

Режиму (2) соответствует предельный случай слияния траекторий при $t = 0$. Этому случаю соответствует дополнительная симметрия, которая возникает как следствие равенства нулю величин b_i в (4). Вырождение траекторий, соответствующее указанной симметрии, легко проследить на рис.1, если точки слияния устремить к нулю.

В заключение заметим, что рассматриваемая здесь возможность слияния траекторий при $t \leq 0$ приводит: 1) к характерным осцилляциям дифференциальных сечений в s -канале реакций [1, 8] и 2) к неравной нулю и слабо зависящей от s поляризации. Качественная зависимость по-

ляризации от t при слиянии траекторий в точке t_c изображена на рис.2. Экспериментальные данные по поляризации нуклонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ [9] согласуются с рис.2 при $t_c = 0$.

Автор благодарен В.Н.Грибову за обсуждение настоящей работы.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
13 февраля 1967 г.

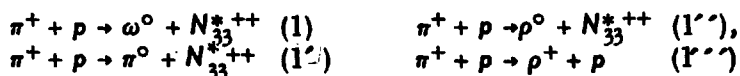
Литература

- [1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, **43**, 1529, 1962.
- [2] Д.В.Волков, В.Н.Грибов. ЖЭТФ, **44**, 1068, 1963.
- [3] Д.В.Волков. Лекция Ялтинской школы по физике элементарных частиц. Ялта, 1966.
- [4] S.W.Mac Dowell. Phys. Rev., **116**, 774, 1959.
- [5] Y.Nara. Phys. Rev., **136**, B 507, 1964.
- [6] Д.В.Волков, В.Н.Гурьев. ЯФ, **5**, № 6, 1967.
- [7] E.Wigner, J.Neuman. Zs. Phys., **30**, 467, 1929; Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз, 1963.
- [8] В.Н.Грибов, Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, **45**, 1114, 1963.
- [9] P.Vonau et al. XIII Международная конференция по физике высоких энергий. Беркли, 1966.

ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ В π^+p — СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПОЛЮСА РЕДЖЕ

А.Б.Кайдалов, Б.М.Карнаков

В данной работе рассматривается изменение с энергией элементов поляризационных матриц плотности резонансов, рождающихся в π^+p -столкновениях в реакциях:



и сечения этих реакций при различных энергиях на основе гипотезы нескольких полюсов Редже. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными при импульсах пиона 4 и 8 Гэв/с [1-5].

Сделанные предположения и метод расчета изложены на примере реакции [1]. Для других реакций приведены окончательные результаты.

Согласно работе [6] элементы поляризационной матрицы плотности ω^0 -мезона в системе его покоя при определенном выборе осей координат