ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3069

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Винтерниц, М.А. Касымжанов

РОЖДЕНИЕ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ И КОЛЛИНЕАРНЫЕ СИММЕТРИИ

1966

Р2 - 3069

П. Винтерниц, М.А. Касымжанов

РОЖДЕНИЕ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ И КОЛЛИНЕАРНЫЕ СИММЕТРИИ

1. Введение

В ряде лабораторий уже создана и успешно применяется в опытах по рассеянию и рождению частиц поляризованная протонная мишень и, следовательно, полезно подробно обсудить различные ее применения в физике высоких и низких энергий.

В частности, протонная поляризованная мишень дает возможность детально проверить предсказания, полученные на основе теорий, объединяющих нетривиальным образом внутренние и спиновые симметрии элементарных частиц. Поскольку поляризационные явления лежат полностью за пределами стационарной группы $SU(6)$, необходимо обратиться к ее релятивистским обобщениям (см. обзоры [1-3] и цитированную там литературу).

Релятивистские обобщения $SU(6)$, основанные на применении конечномерных и бесконечномерных (унитарных) представлений некомпактных групп $SL(6,C)$ и $U(6,6)$, встретили ряд трудностей, однако от большинства из них можно отвлечься, если ограничиться рассмотрением только коллинеарных процессов. Известно (см., например, [3,4]), что предсказания, вытекающие из $SL(6,C)$ или $U(6,6)$ (с применением конечномерных представлений и учетом всех нерегулярных инвариантов или бесконечномерных унитарных представлений), для коллинеарных процессов можно получить непосредственно, применяя коллинеарные подгруппы этих групп, т.е. соответственно $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$ и $SU(6)_W$.

Особый интерес по ряду причин представляет симметрия $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$. Во-первых, она является минимальным объединением симметрии $SU(3)$ и спиновых свойств частиц, и, следовательно, ее экспериментальное опровержение имело бы очень тяжелые последствия для этого направления вообще. Во-вторых, из теории Колемана [6] вытекает, что группу $SU(6)_W$, порожденную одновременными коммутационными соотношениями между компонентами токов, нельзя даже в пределе одинаковых масс рассматривать как точную симметрию, в то время как к симметрии $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$ его аргументы не применимы. В-третьих, симметрия $SU(6)_W$ в ряде случаев приводит к противоречию с экспериментом, особенно резкому для аннигиляции покоящегося антипротона в два мезона /7/, в то время как группа $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$ пока выдерживает сравнение с опытом. Это, конечно, не лишает группу $SU(6)_W$ ценности, так как если придерживаться той точки зрения, что коллинеарные симметрии не являются следствием некоторой более общей симметрии в природе, то они могут быть следствием только конкретной динамики процессов и, следовательно, для различных процессов могут работать различные коллинеарные группы.

Изучению коллинеарных симметрий посвящен цикл работ /8/. В настоящей работе мы применяем симметрии $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$ и $SU(6)_W$ к процессу рождения барионных резонансов при рассеянии барионов на барионах.

2. Восстановление матрицы реакции для рождения резонанса вперед или назад

Процесс

$$A + B \to C + D, \qquad (1)$$

где C – резонанс и A, B, D – барионы, можно для угла рассеяния $\theta = 0$ или $\theta = \pi$ описать с помощью четырех спиральных амплитуд $f_{\nu_1\nu_2,\nu_3\nu_4}$ /9/

$$f_{1/2\,1/2,\,3/2\,-1/2} = a \qquad f_{-1/2\,1/2,\,1/2\,-1/2} = c$$
$$f_{1/2\,1/2,\,1/2\,1/2} = b, \qquad f_{-1/2\,1/2,\,-1/2\,1/2} = d \qquad (2)$$

($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$ – спиральности частиц A, B, C, D соответственно).

Амплитуды a, b, c, d можно получить, производя в реакции (1) полный опыт, т.е. в данном случае семь независимых поляризационных опытов (так как общая фаза матрицы реакции остается неопределенной).

Для описания поляризации частицы со спином 3/2 введем тензоры T^J_{LM} со свойствами

$$(T^J_{LM})_{mm'} = (JLm'M|Jm) \qquad (3)$$

$$Sp\, T^J_{L'M'}\, T^{J+}_{LM} = \frac{2J+1}{2L+1}\,\delta_{LL'}\,\delta_{MM'}, \qquad T^J_{L-M} = (-1)^M\, T^{J+}_{LM}, \qquad (4)$$

где $(j_1 j_2 m_1 m_2|JM)$ – коэффициенты Клебша-Гордона.

Для восстановления матрицы реакции достаточно измерить, например, следующий набор величин

$$A_1 = \frac{1}{2}\, Sp\, MM^+ = |a|^2+|b|^2+|c|^2+|d|^2$$

$$A_2 = \left(\frac{5}{4}\right)^{1/2} Sp\, T_{20}\, MM^+ = |a|^2-|b|^2-|c|^2-|d|^2$$

$$A_3 = \frac{1}{2}\, Sp\, \sigma_z M \sigma_{2z} M^+ = -|a|^2+|b|^2-|c|^2+|d|^2$$

$$A_4 = \frac{1}{2}\, Sp\, \sigma_z M \sigma_{1z} M^+ = -|a|^2+|b|^2+|c|^2-|d|^2$$

$$A_5 = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{7}{2}}\, Sp\, T_{32}\, M\sigma_{1x}\sigma_{2y} M^+ = Im\, ab^*$$

$$A_6 = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{2}}\, Sp\, T_{21}\, M\sigma_{1x} M^+ = Im\, ac^*$$

$$A_7 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{2}}\, Sp\, T_{21}\, M\sigma_{2x} M^+ = Im\, ad^*$$

(матрицы σ_1 и σ_2 относятся к пучку и мишени соответственно). Здесь A_1 – сечение для неполяризованных частиц, A_3 – компонента тензора деполяризации мишени, A_4 – компонента тензора передачи поляризации (от пучка к частице отдачи), A_2, A_6, A_7 и A_5 можно определить, измеряя угловое распределение в распаде резонанса /10/ для случая, когда обе начальные частицы не поляризованы, пучок поляризован, мишень поляризована или обе частицы поляризованы, соответственно.

Воспользуемся произволом в общей фазе матрицы M, будем считать, что a вещественно и положим:

$$a = |a| \quad b = |b|\, e^{i\beta} \quad c = |c|\, e^{i\gamma} \quad d = |d|\, e^{i\delta}. \qquad (5)$$

Тогда

$$a^2 = \frac{A_1+A_2}{2} \quad |b|^2 = \frac{A_1+A_2+A_3+A_4}{2} \quad |c|^2 = -\frac{A_2+A_3}{2} \quad |d|^2 = -\frac{A_2+A_4}{2} \qquad (6)$$

$$\sin\beta = \frac{1}{a|b|}\, A_5 \qquad \sin\gamma = \frac{1}{a|c|}\, A_6 \qquad \sin\delta = \frac{1}{a|d|}\, A_7. \qquad (7)$$

Величины $A_1, \ldots, A_7$ можно, конечно, заменить и другими опытами, в частности, фазы можно определить с точностью до знака из более простых опытов, например:

$$\mathrm{Sp}\,\sigma_x M \sigma_{1x} M^+ = 4\,\mathrm{Re}\; bc^*$$

$$\mathrm{Sp}\,\sigma_x M \sigma_{2x} M^+ = -4\,\mathrm{Re}\, bd^* \qquad (8)$$

$$\mathrm{Sp}\; M \sigma_{1x}\sigma_{2x} M^+ = -4\,\mathrm{Re}\, ed^*$$

3. Предсказания коллинеарных симметрий

Предполагая лишь Лоренц-инвариантность и унитарную симметрию SU(3), можно амплитуду реакции (1) писать в виде суммы членов (2) и каждую из амплитуд a , b , c , d разложить по четырем унитарным скалярам, образованным из унитарных волновых функций трех октетов и одного декуплета.

Если предположить, что матрица реакции инвариантна по отношению к группе $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$, то она будет зависеть от 12 коэффициентов. Отредуцировав ее стандартным способом /15/ к группе $SU(2)\times SU(3)$, можно убедиться, что амплитуда a зависит от двух коэффициентов, b – от четырех, c и d – от трех. Таким образом, получаем четыре новые соотношения между амплитудами процессов, т.е. согласно (6) и (7) между экспериментальными величинами:

$$a(pp\to N^{*++}n) + a(\Sigma^- p\to N^{*-}\Sigma^+) = \frac{5\sqrt{3}}{4}a(\Sigma^- p\to N^{*+}\Sigma^-)$$

$$a(\Sigma^- p\to N^{*0}\Sigma^0) + a(\Sigma^- p\to Y^{*0}n) = \frac{5}{\sqrt{3}}a(\Sigma^+ p\to Y^{*+}p)$$

$$c(\Sigma^+ p\to Y^{*+}p) + \sqrt{2}\,c(\Sigma^- p\to Y^{*0}n) = 2\sqrt{6}\,c(\Sigma^- p\to N^{*0}\Lambda) - 3\sqrt{3}\,c(\Sigma^- p\to N^{*-}\Sigma^+) \qquad (9)$$

$$\sqrt{2}\,d(\Sigma^- p\to Y^{*0}n) + 3\sqrt{3}\,d(\Sigma^- p\to N^{*-}\Sigma^+) = d(\Sigma^+ p\to Y^{+*}p).$$

Амплитуды b , c , d выражаются через те же самые коэффициенты при $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$-инвариантных структурах, как и амплитуды процессов рассеяния барионов на барионах /8/, следовательно, можно получить соотношения между экспериментальными величинами в процессе (1) и в упругом барионном рассеянии. Ввиду их громоздкости здесь эти формулы выписывать не будем.

Для реакции (1), как и для любого процесса, в котором участвуют только барионы, предсказания $SU(6)_W$ совпадают с предсказаниями стационарной SU(6) и должны содержать в себе все предсказания группы $SU(2)_\sigma \times SU(3)$. Следовательно, мы имеем

$$a = b = c = -d \qquad (10)$$

и для выписанных нами экспериментальных величин получаем

$$A_1 = -2A_2 \qquad A_3 = A_4 = A_5 = A_6 = A_7 = 0. \qquad (11)$$

Таким образом, в $SU(6)_W$ возникают непосредственно соотношения между дифференциальными сечениями (для реакции вперед или назад), например:

$$5\sigma(\Sigma\ p\to N^{*-}\Sigma^+) + \frac{5\sqrt{3}}{4}\sigma(\Sigma^- p\to N^{*+}\Sigma^-) = \sigma(pp\to N^{*++}n)$$

$$\sqrt{2}\,\sigma(\Sigma^- p\to Y^{*0}n) + 3\sqrt{3}\,\sigma(\Sigma^- p\to N^{*-}\Sigma^+) = \sigma(\Sigma^+ p\to Y^{*+}p). \qquad (12)$$

Необходимо подчеркнуть, что соотношения (11) не являются следствием объединения спиновых и внутренних свойств элементарных частиц, а просто следствием симметрии $SU(2)_\sigma$ в спиновом пространстве.

Заключение

Как уже было отмечено, вопрос об экспериментальной проверке следствий симметрии $[SU(3)\times SU(3)]_{coll}$ фактически остается открытым. Теоретически было получено большое число предсказаний, относящихся как к вершинным функциям, так и к четыреххвосткам.

Особенно чувствительными к релятивистскому объединению спиновых и внутренних симметрий элементарных частиц должны быть предсказания о четырехчастичных процессах. Рассеяние псевдоскалярных мезонов на барионах было рассмотрено в /11/, а в проделанном нами цикле работ /8/ исследованы двухмезонная аннигиляция покоящегося антипротона на нуклоне, барион-барионное рассеяние, рождение векторных мезонов на барионах псевдоскалярными мезонами и в настоящей работе – рождение барионных резонансов в столкновениях барионов.

Соотношения между сечениями в неполяризованных состояниях возникают только в случае рассеяния псевдоскалярных мезонов и в случае аннигиляции. Для экспериментальной проверки остальных соотношений необходимо проводить сложные поляризационные эксперименты. Однако, на наш взгляд, такая проверка очень важна для дальнейшего развития теории.

Авторы благодарят А.А. Макарова, Р.М. Рындина и Я.А. Смородинского за полезные обсуждения.

Литература

1. Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ 2571, Дубна 1966.
2. A. Pais. Rev. Mod. Phys. 38, 215 (1966).
3. H. Ruegg, W. Rühl, T. S. Santhanam. Preprint CERN, TH 709 (1966).
4. Dao vong Duc, L. Jenkovsky, V. V. Kuhtin, I. Montvay, Hguen van Hieu. Preprint JINR E2-2951 (1966).
5. Д.В. Волков, В.И. Гурьев. ЯФ, 3, 359 (1966).
6. S. Coleman. Phys. Lett. 19, 144 (1965).
7. П. Винтернитц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. ЯФ 3, 541 (1966).
8. П. Винтернитц, А.А. Макаров. ЯФ 4, 869 (1966).
   П. Винтернитц, А.Л. Зубарев, А.А. Макаров. ЯФ 4, 1223 (1966).
   П. Винтернитц, А.А. Макаров. Препринт ОИЯИ Р-2872, Дубна 1966.
   П. Винтернитц, А.Л. Зубарев. Препринт ОИЯИ Р2-2967, Дубна 1966.
9. M. Jacob, G. C. Wick. Ann. Phys. 7, 404 (1959).
10. N. Byers, S. Fenster. Phys. Rev. Lett. II, 52 (1963).
11. H. Ruegg, D. V. Volkov. Nuovo Cim. 43 A, 84 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1966 г.