

B-501

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2872



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Винтернитц, А.А. Макаров

БАРИОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВПЕРЕД
И КОЛЛИНЕАРНЫЕ СИММЕТРИИ

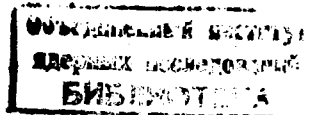
1966

P - 2872

П. Вайтернитц, А.А. Макаров

БАРИОН-БАРИОННОЕ РАССЕЙЕНИЕ ВПЕРЕД
И КОЛЛИНЕАРНЫЕ СИММЕТРИИ

Направлено в ЯФ



1. Введение

Группы коллинеарной симметрии в настоящее время представляют интерес с нескольких точек зрения. Известно, что релятивистские обобщения $SU(6)$ -симметрии, основанные на применении конечномерных представлений групп $SL(6, C)$ или $U(6, 6)$, приводят к существенным трудностям. Следовательно, разумно отказаться от этих симметрий "в целом" и предположить только, что в результате пока не исследованных динамических причин к коллинеарным процессам применимы определенные "коллинеарные группы", а именно: $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$, которая возникает при нарушении группы $SL(6, C)$ с помощью всех возможных нерегулярных инвариантов, и $SU(6)_W$, которая аналогично возникает из $U(6, 6)$. С другой стороны, предложены релятивистские обобщения $SU(6)$ с помощью бесконечномерных унитарных представлений $SL(6, C)$ или $U(6, 6)^{1-3/}$. Эти теории приводят к тем же коллинеарным подгруппам, однако вопрос о том, будут ли физические предсказания в обеих теориях совпадать, пока не был по настоящему исследован и представляет большой интерес.

Группа $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ применялась к барионным и мезонным токам и к двухмезонной аннигиляции покоящейся барион-антибарионной пары в работах ^{4/}, с использованием аппарата группы $SL(6, C)$. Собственный аппарат для группы $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ был разработан в ^{5/} и применен к барион-мезонной вершине и мезон-барионному рассеянию.

В настоящей работе мы рассмотрим барион-барионное рассеяние вперед в $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ и сравним результаты с предсказаниями $SU(6)_W$ ^{6/}. Матрицу рассеяния на угол $\theta = 0$ для частиц со спином $1/2$ можно записать в виде:

$$M = \frac{1}{2} (A + B) + \frac{1}{2} (A - B - C) (\vec{\sigma}_1 \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \vec{k}) + \frac{1}{2} C (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}_1$, $\vec{\sigma}_2$ - матрицы Паули, \vec{k} - единичный вектор в направлении начального импульса, A , B , C - коэффициенты, каждый из которых нужно разложить по семи независимым скалярам, образованным из четырех унитарных матриц (с учетом T -инвариантности).

Полное сечение для рассеяния вперед можно записать в виде ^{/7,8/}:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \sigma_2 (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}), \quad (2)$$

где \vec{P}_1 и \vec{P}_2 - поляризации налетающего барьона и барьона мишени, и

$$\sigma_0 = \frac{2\pi}{k} \text{Im}(A + B), \quad \sigma_1 = \frac{2\pi}{k} \text{Im} C, \quad \sigma_2 = \frac{2\pi}{k} \text{Im}(A - B - C) \quad (3)$$

(A, B и C - амплитуды в (1) для упругого рассеяния вперед). Откуда можно связать амплитуды A, B и C с полными сечениями реакций из синглетного и триплетного состояний:

$$\text{Im} A = \frac{k}{4\pi} \sigma_+^t, \quad \text{Im} B = \frac{k}{8\pi} (\sigma_0^t + \sigma^m), \quad \text{Im} C = \frac{k}{8\pi} (\sigma_0^t - \sigma^m). \quad (4)$$

Таким образом, соотношения между коэффициентами A, B и C для различных процессов упругого рассеяния и будут равенствами между наблюдаемыми сечениями.

Рассмотрим, к каким ограничениям на A, B и C приводит группа

$$[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$$

2. Предсказания симметрии $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$

Генераторами $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ являются операторы $\lambda \Lambda_\alpha (1 \pm \sigma_2)$, где $\Lambda (\alpha = 1, \dots, 8)$ - генераторы SU(3), действующие отдельно на состояния с различными спиральностями.

Для октетных частиц из 56-плета барьонов имеем ^{/5/}

$$\begin{aligned} B_{abc}^- &= \frac{1}{\sqrt{6}} (N_a^d \epsilon_{abc} + N_b^d \epsilon_{dabc}) \chi_+, \\ B_{abc}^+ &= \frac{1}{\sqrt{6}} (N_a^d \epsilon_{dabc} + N_c^d \epsilon_{dab}) \chi_-, \end{aligned} \quad (5)$$

где χ_\pm - спинные функции барьонов со спином вдоль или против направления движения. Индексы с чертой и без черты относятся к разным SU(3)-группам. Из тензоров начальных и конечных состояний можно с учетом P- и T-инвариантности образовать 13 инвариантов:

$$M = M_I + M_{II} ,$$

$$M_I = f_1 \bar{B}_3^{abc} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{def} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_2 \bar{B}_3^{def} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{abc} B_{2d\bar{e}\bar{f}} +$$

$$+ f_3 \bar{B}_3^{ab\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{d\bar{e}\bar{c}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_4 \bar{B}_3^{d\bar{e}\bar{c}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{ab\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + \quad (6)$$

$$+ f_5 \bar{B}_3^{ad\bar{c}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{b\bar{e}\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_6 \bar{B}_3^{b\bar{e}\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{ad\bar{c}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} +$$

$$+ f_7 \bar{B}_3^{abc} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{d\bar{e}\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_8 \bar{B}_3^{d\bar{e}\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{abc} B_{2d\bar{e}\bar{f}} +$$

$$+ f_9 \bar{B}_3^{ab\bar{c}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{d\bar{e}\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_{10} \bar{B}_3^{d\bar{e}\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{ab\bar{c}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} +$$

$$+ f_{10} \bar{B}_3^{b\bar{e}\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{ad\bar{c}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_{11} \bar{B}_3^{ad\bar{c}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{b\bar{e}\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} \quad (7)$$

$$+ f_{12} \bar{B}_3^{a\bar{c}\bar{c}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{b\bar{d}\bar{f}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} + f_{13} \bar{B}_3^{b\bar{d}\bar{f}} B_{1ab\bar{c}} \bar{B}_4^{a\bar{c}\bar{c}} B_{2d\bar{e}\bar{f}} .$$

M_{II} получается из M_I при пространственном отражении (все индексы с чертой нужно заменить индексами без черты и наоборот). Наличие двух членов с коэффициентами f_{10} обеспечивает T -инвариантность (f_i - произвольные функции кинематических переменных).

Если отредуцировать (6),(7) к виду (1) с помощью соотношений (5), то получается, что A зависит от шести коэффициентов (вместо семи в $SU(3)$), B - от четырех и C - от трех. В дальнейшем мы ограничимся упругим рассеянием на протонной мишени и выпишем соотношения между отдельными амплитудами:

$$A(\bar{\Xi}^0 p) = A(\bar{\Sigma}^- p) ,$$

$$5B(\bar{\Sigma}^+ p) + 3B(pp) + 3B(np) = 6B(\Lambda p) + 3B(\bar{\Sigma}^- p) , \quad (8)$$

$$24B(\Xi^0_p) + 24B(\Sigma^-_p) + 51B(pp) = 24B(\Xi^-_p) + 33B(np) + 42B(\Sigma^+_p), \quad (9)$$

$$84B(\Lambda_p) + 50B(\Sigma^-_p) + 8B(\Xi^0_p) = 8B(\Xi^-_p) + 84B(\Sigma^+_p) + 25B(pp) + 25B(np),$$

$$\begin{aligned} C(\Lambda_p) &= 0, \\ C(np) + C(\Sigma^+_p) + 6C(\Sigma^-_p) &= 0, \\ C(\Xi^0_p) &= C(\Sigma^-_p), \\ C(\Xi^0_p) &= -4C(\Xi^-_p). \end{aligned} \quad (10)$$

Для полных сечений при рассеянии неполяризованных частиц $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ ничего нового по отношению к $SU(3)$ и даже изотопической инвариантности не дает.

3. Сравнение с предсказаниями $SU(6)_W$

Для барион-барионного рассеяния предсказания $SU(6)_W$ совпадают с предсказаниями стационарной $SU(6)$. Матричный элемент (7) будет инвариантным по отношению к $SU(6)_W$, если положить

$$\begin{aligned} f_1 = f_7, \quad f_8 = 2f_9 = 2f_{11} = f_{12} = 4f_3, \\ f_2 = f_6, \quad f_5 = 2f_{10} = f_{13} = 4f_4. \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда коэффициент $(A - B - C)$ в (1) равен нулю, и для полных сечений σ_0 в неполяризованном состоянии получаем

$$\begin{aligned} 3[2\sigma_0(\Lambda_p) - \sigma_0(\Sigma^-_p)] &= 4\sigma_0(np) - \sigma_0(\Sigma^+_p), \\ \sigma_0(\Lambda_p) + \sigma_0(\Xi^-_p) - 2\sigma_0(\Sigma^-_p) &= \frac{3}{4}[\sigma_0(np) - \sigma_0(\Sigma^-_p)], \\ \sigma_0(\Sigma^-_p) &= \sigma_0(\Xi^0_p). \end{aligned} \quad (12)$$

Сечение $\sigma_2 = 0$ для любого процесса, между сечениями σ_1 имеем соотношения (10) и, кроме того, сечения σ_1 в $SU(6)_W$ выражаются через неполяризованные сечения σ_0 :

$$\begin{aligned} \sigma_1(pp) + \sigma_1(np) &= \sigma_0(pp) - \sigma_0(np), \\ 3\sigma_1(np) + 6\sigma_1(\Sigma^+_p) &= 8[\sigma_0(\Sigma^-_p) - \sigma_0(\Xi^-_p)], \\ 6\sigma_1(np) + 3\sigma_1(\Sigma^+_p) &= \sigma_0(\Sigma^+_p) - \sigma_0(np). \end{aligned} \quad (13)$$

4. Заключение

Известно, что симметрия $SU(6)_w$ дает для ряда процессов предсказания, противоречащие опыту (особенно для двухмезонной аннигиляции антипротона в покое^{18/}), поэтому сравнение формул (12), (13) с опытом особого интереса не представляет. На наш взгляд, было бы очень интересно осуществить опыты по упругому рассеянию барьонов на поляризованной протонной мишени с целью проверки соотношений (8)–(10).

Авторы благодарны С.М. Биленькому, Нгуену Ван-Хьеу, Р.М. Рындину и Я.А.Сморodinскому за полезные обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. C. Fronsdal. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles. Trieste, 1965.
2. R. Delbourgo, A. Salam, J. Strathdee. Proc. Roy. Soc., 289A, 177 (1966).
3. Нгуен Ван Хьеу. Лекции Международной школы по теории элементарных частиц. Ялта, 1966.
4. Нгуен Ван-Хьеу, Я.А. Смородинский. ЯФ, 2, 543 (1965); П. Винтернитц, А.Л.Зубарев, А.А.Макаров. Препринт ОИЯИ, Е-2475, Дубна, 1965; П. Винтернитц, А.А.Макаров. Препринт ОИЯИ, Е-2475, Дубна, 1965; П. Винтернитц, А.А. Макаров. Препринт ОИЯИ, Р-2547, Дубна, 1966.
5. Д.В. Волков, В.Н. Гурьев. ЯФ, 3, 359 (1966); H. Ruegg, D.V. Volkov. Nuovo Cim., 43A, 84 (1966).
6. С.М. Биленький, Ю.М. Казаринов, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин, ЯФ, 2, 762 (1965).
7. S.M. Bilenky, R.M. Ryndin. Phys. Lett., 6, 217 (1963).
8. П. Винтернитц. ЖЭТФ, 46, 2108 (1964).
9. П. Винтернитц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. ЯФ, 3, 541 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1966 г.