

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭКЗОТИЧЕСКИХ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ИЗОСПИНАМИ $I \geq 5/2$

А.А. Григорян, А.Б. Кайдалов

Показано, что из сверхсходящихся правил сумм для амплитуд рассеяния реджеонов на барионах следует возможность существования барионных резонансов с изоспинами $I \geq 5/2$.

В данной статье мы хотели бы обратить внимание на возможность существования экзотических барионных резонансов с изоспинами $I \geq 5/2$ и обсудить характеристики образования и распада таких резонансов. Вывод о существовании экзотических барионов следует из анализа сверхсходящихся дисперсионных правил сумм (СПС) для амплитуд рассеяния реджеонов на частицах.

Дисперсионные правила сумм играют важную роль в теории элементарных частиц. Особый интерес представляют СПС, которые имеют место в тех случаях, когда амплитуды рассеяния достаточно быстро ($T(s, t) < 1/s$ при $s \rightarrow \infty$) убывают с ростом энергии. Насыщение СПС вкладом низколежащих резонансов позволяет установить связи между вершинами различных переходов. К сожалению, для амплитуд рассеяния известных элементарных частиц (π, K, N, γ) число свёрхходящихся амплитуд весьма ограничено. Более широкие возможности для получения СПС возникают при исследовании амплитуд рассеяния реджеонов на частицах $a_i a \rightarrow a_k b$ [1-5]. Эти амплитуды имеют обычные аналитические свойства по переменной s , а при $s \rightarrow \infty$ пропорциональны $s^{a_l - a_i - a_k}$ (где a_l — положение самой правой особенности в j -плоскости с данными квантовыми числами в t -канале).

Ранее нами было показано [4], что наряду с СПС, которые имеют место, когда $a_l - a_i - a_k < -1$ при рассеянии реджеонов на частицах с отличными от нуля спинами возникают дополнительные СПС, которые справедливы при более слабых ограничениях $a_l - a_i - a_k - n < -1$ (где $n = 1, 2, \dots$).

В работе [5] был проведен анализ СПС рассеяния реджеонов с $l = 1$ (ρ, A_2, π, B, A_1) на нуклоне N (938) и изобаре Δ_{33} (1232). Рассматривались реакции $a_i N \rightarrow a_k N$ и $a_i N \rightarrow a_k \Delta$ и в качестве промежуточных состояний учитывались N и Δ . Полученная система уравнений для спиральных вершин $G_{\lambda_a \lambda_b}^{a a_i b}$ ($a, b = N, \Delta$) оказалась полностью самосогласованной¹⁾ и имеющей единственное решение:

$$G_{\lambda_a \lambda_b}^{a a_i b} = 0 \quad \text{при } \lambda_b = \lambda_a \quad (i = \rho, A_2, \pi, B), \quad (1)$$

$$G_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{1 \Delta a \rho \Delta} = -2 \sqrt{\frac{2}{5}}; \quad G_{\frac{1}{2} \frac{3}{2}}^{1 \Delta a \rho \Delta} = \frac{\sqrt{3}}{2} G_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{1 \Delta a \rho \Delta}, \quad (2)$$

$$G_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{1 N a \rho \Delta} = \pm \sqrt{\frac{1}{2}}; \quad G_{\frac{1}{2} \frac{3}{2}}^{1 N a \rho \Delta} = \sqrt{3} G_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{1 N a \rho \Delta},$$

$$G_{\lambda_a \lambda_{a \pm 1}}^{1 a a_j \Delta} = (\mp 1) \frac{\sigma_j P_j - 1}{2} G_{\lambda_a \lambda_{a \pm 1}}^{1 a a \rho \Delta} \quad (j = A_2, \pi), \quad (3)$$

где

$$G_{\lambda_a \lambda_{\Delta}}^{1 a a_i \Delta} \equiv G_{\lambda_a \lambda_{\Delta}}^{a a_i \Delta} / G_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{N a_i N}.$$

¹⁾ Насыщение СПС только N - и Δ -состояниями оказывается самосогласованным в пределе $(M_{\Delta} - M_N) / \bar{M} \ll 1$. Учет отличия масс M_{Δ} и M_N с необходимостью требует введения более высоколежащих резонансов.

$\sigma_j(P_j)$ — сигнатура (внутренняя четность) реджеона j^1). Эти результаты хорошо согласуются [5] с экспериментальными данными.

Перейдем теперь к реакции $a_i \Delta \rightarrow a_k \Delta$. Анализ, аналогичный проведенному в работе [5] показывает, что СПС в этом случае не могут быть удовлетворены при учете только N и Δ — вкладов с вершинами переходов (1) — (3). В отличие от реакций $a_i N \rightarrow a_k N$ и $a_i N \rightarrow a_k \Delta$ в процессах $a_i \Delta \rightarrow a_k \Delta$ возможен обмен состояниями с изоспином $I = 5/2$ в $s(u)$ -канале¹ и можно получить самосогласованное решение СПС, если наряду с N и Δ существует барионный резонанс с изотопическим спином $I = 5/2 - E_{55}$. Рассмотрим далее СПС, следующие из реакций $a_i \Delta \rightarrow a_k E_{55}$ и $a_i N \rightarrow a_k E_{55}$ и будем насыщать $s(u)$ -канальные изотопические соотношения $I = 3/2$ и $5/2$ вкладками Δ и E_{55} соответственно. Исследование уравнений, следующих из этих СПС, показывает, что спин E_{55} также равен $5/2$, четность положительна и спиральные вершины $G_{\lambda \lambda \pm 1}^{a a_j E}$ ($a = \Delta, E_{55}$) удовлетворяют соотношениям

$$G_{\lambda \lambda}^{a a_j E} = 0 \quad (j = \rho, A_2, \pi, B), \quad (4)$$

$$G_{\lambda \lambda \pm 1}^{1 \Delta a_j E} = \beta \left[\pm (\mp 1) \frac{1 + \sigma_j P_l}{2} \sqrt{3} C_{1 \pm 1}^{5/2 \lambda \pm 1} \right], \quad (5)$$

$$G_{\lambda \lambda \pm 1}^{1 E a_j E} = 3 \sqrt{\frac{5}{7}} (\mp 1) \frac{1 + \sigma_j P_j}{2} C_{2 \lambda \pm 1/2}^{5/2 \lambda} \mp \frac{1}{2} C_{2 \lambda \pm 1/2}^{5/2 \lambda \pm 1}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) $j = \rho, A_2, \pi$; $\beta = \pm 1$ $C_{i_1 m_1 i_2 m_2}^j$ — коэффициенты

Клебша — Гордана, штрихи означают то же, что и в формулах (2) и (3). Отметим, что система уравнений для вершин связи нового резонанса является сильно переопределенной, однако решение (4) — (6) удовлетворяет всем уравнениям.

Нетрудно убедиться в том, что при рассмотрении СПС в реакции $a_i E_{55} \rightarrow a_k E_{55}$ возникает необходимость ввести резонанс с изоспином $I = 7/2, S = 7/2$. Этот процесс можно продолжить и дальше и придти к выводу о существовании целой последовательности барионных резонансов¹⁾ с возрастающими изоспинами и спинами $I = S$, которые распадаются по схеме $(I, S) \rightarrow (I - 1, S - 1) + \pi$.

¹⁾ Вычеты в (2) отличаются нормировочными множителями от приведенных в работе [5].

²⁾ Строго говоря из СПС следует, что мнимая часть амплитуды достаточно велика. Однако факторизованный характер амплитуд дает основание считать соответствующие состояния резонансами.

Рассмотрим подробнее свойства резонанса (5/2, 5/2). Важным отличием этого резонанса от экзотических систем, которые можно составить из $NN\Delta$ в рамках "квазядерного" подхода [6], а также дуальных и струнных моделей [7] является сравнительно небольшая величина его массы. В первом приближении он вырожден по массе с Δ -изобарой. Естественно предположить, что $M_{E_{55}} - M_{\Delta} \sim M_{\Delta} - M_N \approx 300$ МэВ. Тогда можно ожидать, что масса этого резонанса находится в интервале 1,4 + 1,7 ГэВ.

Поскольку вершины перехода $E_{55} \rightarrow \Delta + \pi$ связаны с константой распада $\Delta \rightarrow N\pi$ соотношениями (2) - (5), то можно выразить ширину резонанса E_{55} через Γ_{Δ}

$$\Gamma_{E_{55}} = \frac{4}{3} \frac{k^*{}^3}{k^3} \Gamma_{\Delta}, \quad (7)$$

где k и k^* - импульсы в распаде Δ и E_{55} соответственно.

Обсудим процессы образования резонанса E_{55} . Наиболее благоприятным для экспериментального наблюдения экзотических барионных резонансов является их образование в процессах рассеяния назад. Например, в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ надо регистрировать систему $p\pi^+\pi^+$, вылетающую по направлению начального π^+ -мезона $\pi^+ p \rightarrow E_{55}^{\Delta^{++}} \pi^- \rightarrow (\Delta^{++} \pi^+) \pi^-$, а в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ n$ систему $\pi^- \pi^- n$, летящую вперед. Сечение образования E_{55} при рассеянии назад должно быть того же порядка величины, что и сечение процесса упругого $\pi^- p$ -рассеяния назад, который так же, как и процесс $\pi^+ p \rightarrow E_{55} \pi^-$ происходит за счет обмена Δ^{++} -полюсом Редже. В настоящее время экспериментальные данные по образованию многочастичных барионных резонансов в процессах рассеяния назад практически отсутствуют. Экспериментальная проверка возможного существования экзотических барионных резонансов в этих процессах с сечениями порядка нескольких микробарн является вполне реальной и представляет с нашей точки зрения большой интерес.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14 июля 1978 г.

Литература

- [1] А.Б.Кайдалов, Б.Н.Карнаков. ЯФ, 11, 216, 1970.
- [2] J.Kwiecinski, Nuovo Cim. Lett., 3, 691, 1972; M.B.Einhorn, J.E.Ellisand, J.Finkelstein. Phys. Rev. D5, 2063, 1972; A.J.Sanda. Phys. Rev., D6, 280, 1972.
- [3] P.Hoyer. Phys. Rev., D11, 1220, 1975; P.Hoyer, H.B.Thacker. Nucl. Phys., B116, 261, 1976.
- [4] A.A.Grigoryan, A.B.Kaidalov. Nucl. Phys., B135, 93, 1978.
- [5] A.A.Grigoryan, A.B.Kaidalov. Preprint ITEP-95, 1978.

[6] I.S.Shapiro. *Phys. Reports*, 35C, 131, 1978.

[7] S.Mandelstam. *Phys. Rev.*, D1, 1734, 1970; M.Imachi, S.Otsuki, F.To-
yoda. *Progr. Theor. Phys.*, 55, 551, 1976; 57, 517, 1977; G.C.Rossi,
G.Veneziano, *Nucl. Phys.*, B123, 507, 1977.
