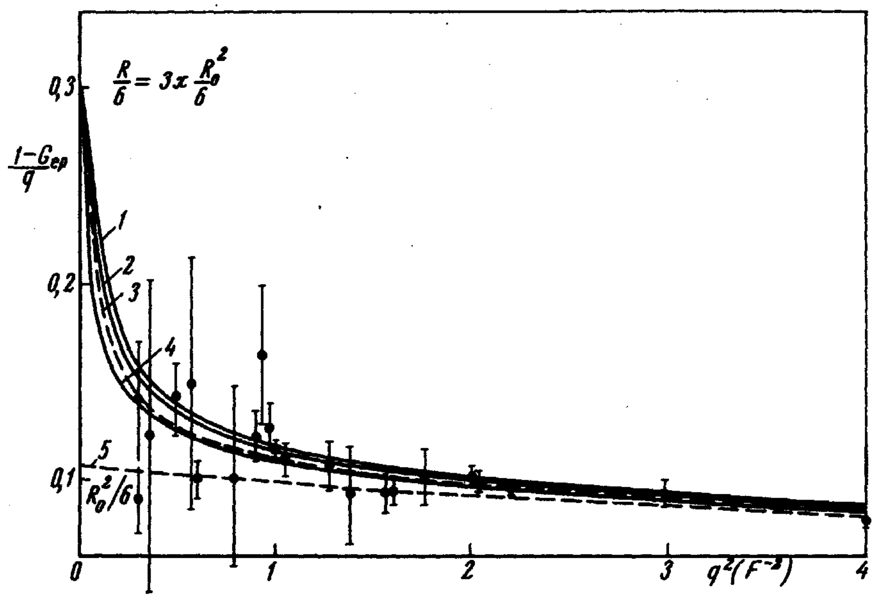
#ПРОТОННОЕ ГАЛО И АНТИСВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Л.В.Фильков, В.А.Царев

Недавно в работе [1] было высказано предположение о существовании у протона ореола (гало) с размерами $R_H \sim 5 \div 8\,F$ и малой плотностью заряда, приводящего к увеличению среднеквадратичного электромагнитного радиуса протона примерно в полтора раза по сравнению с принятым в настоящее время значением $R_p \simeq 0{,}8F$.



Кривые для функции $(1-F)q^{-2}$: $1 - \epsilon = 0{,}06$, $R_H = 4{,}75\,F$; $2 - \epsilon = 0{,}02$, $R_H = 7{,}75\,F$; $3 - \epsilon = 0{,}0128$, $R_H = 10F$; $4 - \epsilon = 0{,}013$, $R_H = 10\,F$; $5 - \epsilon = 0$

Это предположение позволяет устранить существующее в настоящее время расхождение теоретических и экспериментальных данных по лембовскому сдвигу в атомах водорода и дейтерия, а также привести в соответствие данные по распределению заряда в ядре Bi^{209}, полученные двумя различными путями: из рассеяния электронов и из спектров μ – мезоатома. Оно не приводит к противоречию с данными по другим процессам, в частности, по $e - p$-рассеянию.

С другой стороны, как отмечают авторы [1], существование гало трудно объяснить, не вводя новую легкую векторную частицу с массой ≈ 100 *Мэв*, которая, как известно, в настоящее время не обнаружена.

В настоящей заметке показано, что эту трудность можно обойти, если предположить существование в p – волне системы двух π-мезонов виртуального уровня ("антисвязанного состояния") при $t = t_0 (0 < t_0 < 4\mu^2)$. Этому уровню должен соответствовать нуль S – матрицы π-π-рассеяния:

$$S(t) = 1 + 2i\rho T(t) \qquad (1)$$

($\rho = \sqrt{(t-4\mu^2)/t}$ — нормировочный фактор) и, следовательно, полюс на втором листе римановской поверхности амплитуды $\pi\pi$-рассеяния T

$$T^{II}(t) = T^{I}(t)S^{-1}(t). \qquad (2)$$

Как будет показано ниже, этот полюс эффективно проявляется в формфакторах π-мезона и нуклона при $t < 0$ так же, как если бы существовала частица с массой $\sqrt{t_0}$.

Рассмотрим вначале формфактор π-мезона Φ.

Так как

$$\Phi^{II}(t) = \Phi^{I}(t)S^{-1}(t), \qquad (3)$$

то очевидно, что Φ^{II} также имеет полюс при $t = t_0$. Для учета этого полюса мы воспользуемся методом, развитым в работах [2]. Запишем интегралы Коши

$$\frac{1}{2\pi i}\oint \frac{\Phi(t')}{t'-t}dt', \quad \frac{1}{2\pi i}\oint \frac{\Phi(t')}{\rho^3(t')(t'-t)}dt' \qquad (4)$$

по контуру, захватывающему оба листа римановой поверхности функции. Это позволяет исключить из дисперсионных соотношений вклад упругого разреза $4\mu^2 < t < 16\mu^2$ и заменить его вкладом от II листа. Комбинируя оба выражения, получим:

$$\Phi^{I}(t) = R_-(t,t_0)\frac{\lambda}{t_0-t} + \frac{1}{\pi}\int_{16\mu^2}^{\infty}\frac{\mathrm{Im}\,\Phi(t')}{t'-t}dt' + \Delta, \qquad (5)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{2\pi i}\int_{16\mu^2}^{\infty}\{R_-(t,t'_+)[\Phi^{I}(t'_+) - \Phi^{II}(t'_+)] + R_+(t,t'_+)[\Phi^{I}(t'_-) -$$

$$-\Phi^{II}(t'_-)]\}\frac{dt'}{t'-t} - \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{0}\{R_-(t,t'_+)\Phi^{II}(t'_+) + R_+(t,t'_+)\Phi^{II}(t'_-) -$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\rho^3(t)}{\rho^3(t'_+)}(\Phi^{I}(t'_+) + \Phi^{I}(t'_-))\}\frac{dt'}{t'-t}, \qquad (6)$$

$$R_\pm(t,t') = \frac{1}{2}[\pm 1 + \frac{\rho^3(t)}{\rho^3(t')}]. \qquad (7)$$

Первый член справа в (5) учитывает вклад полюса на II листе (λ – вычет в полюсе). При $t < 0$ этот член становится комплексным. Так как при $t<0$ Φ^{I} – реальная величина, это означает, что мнимая часть полюсного члена должна полностью сокращаться с мнимой частью, приходящей от Δ и эффективный вклад антисвязанного состояния имеет вид

$$\Phi_H = \frac{\lambda}{2(t-t_0)}, \tag{8}$$

то-есть он подобен вкладу от реального уровня.

Аналогично может быть рассмотрен формфактор нуклона F, который, в силу соотношения:

$$F^{II}(t) = F^{I}(t) - 2i\rho G\Phi^{II}(t) \tag{9}$$

(G – амплитуда $\pi\pi \to N\bar{N}$), также имеет при $t = t_0$ полюс на II листе, дающий при $t<0$ вклад вида

$$F_H = \frac{\lambda_N}{2(t-t_0)}. \tag{10}$$

При t_0 близком к нулю и малых λ_N вклад F_H существенен только при малых переданных импульсах $q^2 \approx 0$. Обозначая все остальные вклады в дисперсионные соотношения через F_0 (в F_0, в частности, входит вклад ρ – мезона, которым обычно аппроксимируется F), получим, что при $q^2 \gtrsim 1F^{-2}$ $F \simeq F_0$. В нашу задачу не входит обсуждение различных моделей для F_0. Для удобства сравнения воспользуемся для F_0 выражением, приведенным в работе [1]:

$$F_0 = (1-\epsilon)(1+q^2\frac{R_0^2}{12})^{-2}, \tag{11}$$

где R_0 – радиус "тела" нуклона, т.е. той его части, которая содержит практически весь заряд протона ($R_0 \simeq 0{,}8F$), а ϵ характеризует долю заряда, содержащегося в гало.

Выражение (10) описывает формфактор гало, причем радиус гало R_H и ϵ связаны с λ_N и t_0 соотношением:

$$R_H = \frac{6}{t_0}, \quad \epsilon = -\frac{\lambda_N}{2t_0}.$$

Параметры t_0 и λ_N являются свободными параметрами. На рисунке приведены кривые для функции $(1-F)q^{-2}$, построенные с помощью (10) и (11) для нескольких значений параметров λ_N и t_0. Для сравнения на этом же рисунке приведены экспериментальные данные для величины $(1-F)q^{-2}$, полученные из e–p-рассеяния и кривые (пунктиром), с помощью которых эти данные аппроксимировались в работе [1].

Таким образом существование виртуального уровня в p-волне системы двух π-мезонов может привести к возникновению гало протона (и, точно также, π-мезона). Заметим, что этот уровень, если он существует, должен проявляться также в процессах $\pi\pi \to \pi\pi$, $\gamma\pi \to \pi\pi$, $\pi N \to \pi N$, $\gamma N \to \pi N$ и др., изучение которых могло бы, в принципе, наряду с изучением e–p-рассеяния, дать сведения об этом уровне.

В заключение отметим, что виртуальный уровень может в принципе существовать и в системе трех пионов, приводя к существованию гало у изоскалярной части нуклона.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину, Ю.А.Гольфанду, М.А.Маркову и В.Я.Файнбергу за обсуждение полученных результатов.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21 февраля 1968 г.

Литература

[1] R.Barrett, S. J.Brodsky, G.W.Frideson, M.H.Goldhaber. Препринт SLAC- POB- 333.
[2] R.Ochme. Phys. Rev., 121, 1840, 1961.
[3] M.M.Islam. Phys. Rev., 147, 1148, 1966.