

КАЛИБРОВОЧНЫЕ МОДЕЛИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СУПЕРЗАРЯЖЕННЫЕ АДРОНЫ

Н. Н. Николаев

Обсуждается возможность поисков суперзаряженных адронов в нейтринном эксперименте и в PP -взаимодействиях при высоких энергиях.

Одной из наиболее характерных черт калибровочных моделей слабого взаимодействия является необходимость включения в модели суперзаряженных адронов (см. обзор [1] и цитированную литературу). При

этом из отсутствия распада $K_L \rightarrow 2\mu$ следует [1, 2], что суперзаряженные адроны R не могут быть тяжелее $7 - 10 \text{ Гэв}$, а разность масс K_L^- и K_S^- -мезонов дает даже еще более жесткие, хотя и менее надежные оценки: $m_R \lesssim 2 - 3 \text{ Гэв}$ (см. также обзор [3]).

Цель данной статьи подчеркнуть, что необходимость использовать [2, 4] прием Глэшоу – Илипулоса – Майани [5] для исключения нейтральных токов с $\Delta S = 1$ жестко фиксирует распадные свойства легчайших по массам R -адронов (тяжелые R -адроны распадались бы на более легкие сильным образом). А именно, вероятности β -распадов $R \rightarrow Nl\nu$, $R \rightarrow Yl\nu$ и т. д. должны быть сравнимы с вероятностями нелептонных распадов:

$$B_\beta(R) = \frac{\Gamma(R \rightarrow \ell + \nu + \text{адроны})}{\Gamma(R \rightarrow \text{адроны})} \gtrsim 1.$$

Это позволит уже в ведущихся сейчас экспериментах по поиску W -бозона надежно проверить существование R -адронов с массами до 10 Гэв , что было бы критическим тестом для калибровочных моделей слабого взаимодействия.

Так, в нейтринных экспериментах реакции $\nu N \rightarrow \mu R$ должны идти с обычными слабыми сечениями порядка сечений наблюдаемых реакций $\nu_\mu N \rightarrow \mu Y$ или, в некоторых моделях, даже с сечениями порядка сечения реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu N$. Из-за мгновенных β -распадов это привело бы [6] к характерным лептонным парам μe . Поиск таких пар, обычно рассматриваемых как признак рождения W -бозона, в нейтринном эксперименте, ведущемся сейчас на ускорителе НАЛ в Батавии, позволил бы надежно проверить существование R -барионов с массами вплоть до 10 Гэв .

Более неопределенна ситуация с возможностью наблюдения R -адронов в PP -столкновениях. Из-за строгого сохранения суперзаряда в сильных взаимодействиях R -адроны могут рождаться только супернейтральными парами. Так как рождение большой массы приводит к большим переданным импульсам, то наиболее выгодной кинематически представляется дифракционная диссоциация налетающего протона на пару R -барион и R -мезон. После быстрых β -распадов такие реакции будут выглядеть как прямое рождение лептонов в мишени, причем рождающиеся

лептоны будут иметь поперечные импульсы вплоть до $p_\perp \approx \frac{1}{2} m_R$, а инвариантная масса лептонной пары может быть довольно большой, вплоть до масс порядка массы R -адронов.

Оценить сечение рождения такой пары трудно. Если исходить из мультипериферических моделей, то разумно ожидать $\sigma_R \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ от полного сечения вблизи порога. Однако σ_R не может быть слишком мало в силу глобальной $SU(n)$ -симметрии сильных взаимодействий, нарушенной только массами частиц (n – полное число кварков, включая и суперзаряженные). Поэтому отсутствие на опыте прямого рождения лептонов с $\sigma_R \lesssim 10^{-4} - 10^{-5} \sigma_{\text{tot}}$ следует, по-видимому, интерпретировать как отсутствие R -адронов с массами, меньшими разрешенных кинематикой реакции. Если сравнивать рождение R -пары с рождением W -бозона, то в первом грубом приближении без учета различия в кинематике и в условиях регистрации нижний предел для массы W -бозона является

нижним пределом и для массы R -пары. Был бы очень интересен подробный анализ с учетом различной кинематики двух процессов результатов последнего эксперимента по поиску W -бозона на встречных PP -пучках в ЦЕРН'е, где установлена нижняя граница для массы W -бозона $m_W \gtrsim 17 \text{ Гэв}$ [7].

Поясним теперь, почему $B_\beta(R) \gtrsim 1$. Для исключения из нейтрального тока запрещенной экспериментом компоненты $\bar{\lambda}n$ наряду с обычным изодублетом (p, n_θ) вводится [5] второй изодублет (p', λ_θ) , где p' — новый суперзаряженный кварк. Тогда нейтральный ток имеет вид $\bar{p}_\theta n_\theta + \bar{\lambda}_\theta \lambda_\theta = \bar{p}n + \bar{\lambda}\lambda$ и не содержит компоненты с $\Delta S = 1$. Более того, только этим приемом можно подавить нейтральные токи с $\Delta S = 1$ и в высших порядках по слабому взаимодействию [2, 4]. Слабый ток с p' -кварком имеет вид $\bar{p}'\lambda_\theta = -\bar{p}'n \sin \theta + \bar{p}'\lambda \cos \theta$, но в некоторых моделях [8] возможны также и токи $\bar{p}'n$ или $\bar{p}'\lambda$, имеющие $(V+A)$ -структуру. Поэтому β -распады на гипероны должны иметь вероятность большую или порядка вероятности β -распадов на нуклоны. Учтем теперь, что вероятности β -распадов $R \rightarrow \ell \nu N(Y)$ пропорциональны пятой степени энергovyделения, а вероятности нелептонных распадов только первой степени энергovyделения при больших m_R . Экспериментально для гиперонов $B_\beta(Y) \approx 10^{-3}$ и тогда уже при $m_R \gtrsim 2,5 \text{ Гэв}$ $B_\beta(R) \approx 1$. С дальнейшим ростом массы m_R рост $B_\beta(R)$ может и не прекратиться из-за формфакторов, если учесть также и "неупругие" β -распады $R \rightarrow \ell + \nu +$ адроны (если принять $m_A \approx m_V \approx 1 \text{ Гэв}$, то при $m_R < 2,5 \text{ Гэв}$ формфакторы и неупругие каналы несут существенны). При этом времена жизни R -адронов должны быть очень малы: $\tau_R \lesssim 10^{-12} \text{ сек}$, так как в вероятностях распадов, очевидно, нет малости из-за угла Кабиббо и их прямое наблюдение по трекам было бы очень трудной задачей.

В простейшем случае переход $N \rightarrow R$ содержит угол Кабиббо и тогда $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu R) \approx \sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu Y)$. Если же в модели есть $(V+A)$ -токи $\bar{p}'n$, то $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu R) \approx \sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu N)$. Из анализа уже существующих данных по нейтринным реакциям [9] можно получить, что $m_R \gtrsim 2 \text{ Гэв}$. Аналогичные оценки для m_R следуют и из эксперимента [10] по поиску W -бозона и из эксперимента [11] по измерению спектров тяжелых мюонных пар.

Как заметил Л.Б.Окунь, обсуждаемые эффекты, связанные с β -распадами R -адронов, могли бы отсутствовать, если ввести специально новые частицы, на которые распадались бы R -адроны с вероятностью большей вероятности β -распадов. В рамках калибровочных теорий это можно сделать только за счет новых, не хиггсовских, скалярных мезонов с калибровочно инвариантным взаимодействием, содержащим вершины вида $f\bar{p}'N\xi$, $f\bar{p}'Y\xi$ с константой $f \gtrsim C m_R^2$. Структура этого взаимодействия может быть довольно произвольной, запрещены только вершины типа $f(\bar{\lambda}n + \bar{p}\lambda)\xi$, которые привели бы к слишком большой разности масс K_4^- и K_5^- -мезонов: $\Delta m_{\xi_0} \gtrsim (m_R/m_k)^4 \Delta m_{\text{эксп}}$. В распадах таких ξ -мезонов полностью преобладали бы нелептонные каналы, возникающие за счет вершин $f\bar{N}N\xi$, $f\bar{N}Y\xi$, $f\bar{Y}Y\xi$. На опыте они выглядели бы как очень узкие резонансы с шириной, определяемой только разрешением установки. Наблюдать их в адронных процессах из-за малого сечения рождения и соответственно большого фона было бы чрезвычайно трудно. Существенно лучше ситуация в нейтринных эксперимен-

тах, где практически нет фона. В этом случае следует искать события, где в нейтринной реакции с обсуждавшимся выше обычным слабым сечением рождается очень узкий тяжелый резонанс (R -барион), распадающийся на адроны и еще один очень узкий мезонный резонанс (ξ -мезон). Если в модели возникают взаимодействия ξ -мезонов с изменением странности, то для таких резонансов была бы характерна сравнимая вероятность распадов с $\Delta S = 0$ и с $\Delta S = 1$. В обсуждаемом варианте с ξ -мезонами поиск R -адронов по каскадным распадам выглядит более сложным, чем простой поиск по μ -парам. Но и в этом случае в нейтринном эксперименте НАЛ можно было бы продвинуться по массам R -адронов вплоть до $m_R \approx 10 \text{ Гэв}$.

Подчеркнем в заключение еще раз важность экспериментов по поиску суперзаряженных адронов. Если эксперименты покажут, что $m_R \gtrsim 10 \text{ Гэв}$ то это было бы веским аргументом против калибровочных моделей слабого взаимодействия, не использующих прием Барса – Гальперна – Иошимуры для включения в модель адронов (подробное обсуждение включения адронов в калибровочные модели см. в обзоре [1] и также в работах [4, 8, 13]).

Автор выражает глубокую благодарность В.Н.Грибову и Л.Б.Окуню за полезные обсуждения и критические замечания. Автор благодарен также В.И.Захарову, Б.Л.Иоффе, И.Ю.Кобзареву, В.Б.Копелиовичу и Л.Г.Ландсбергу за обсуждения работы.

После отправки этой статьи в печать была опубликована статья Сноу (G. Snow, Nucl. Nucl. Phys. B55, 1973), где также обсуждаются свойства суперзаряженных адронов и сделаны аналогичные выводы о возможностях их экспериментального обнаружения. Возможность варианта с существованием скалярных ξ -мезонов и распадами $R \rightarrow \xi + \text{адроны}$ в работе Сноу не отмечена.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
23 июля 1973 г.

Литература

- [1] А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. Препринт ИЯФ СО АН СССР, №15, 73, 1973.
- [2] В. W. Lee, J. Primack, S. B. Treiman. Phys. Rev. D7, 510, 1973.
- [3] Б.Л.Иоффе. УФН, 110, 357, 1973.
- [4] Б.Л.Иоффе, Н.Н.Николаев. Письма в ЖЭТФ, 17, 59, 1973.
- [5] S.L.Glashow, J.Miopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.
- [6] L.B.Okun. Phys. Lett., 12, 250, 1964.
- [7] Di Lella, International Seminar on Deep Inelastic and Many Particle Interactions, Dubna, 1973.
- [8] Н.Н.Николаев. Письма в ЖЭТФ, 16, 492, 1973; J. D. Bjorken, C. H. Llewellyn Smith. Phys. Rev., D7, 783, 1973.

- [9] D.Perkins, Proceedings of the CERN Topical Conference on Weak Interactions, CERN, 1969, p. 1
- [10] P.J.Wanderer, Jr., R.J.Stefanski, R.K.Adair et al. Phys. Rev. Lett., 23, 729, 1969.
- [11] J.H.Christenson, G.S.Hichs, L.M. Lederman et al. Phys. Rev. Lett. 25, 1523, 1970.
- [12] A.D.Dolgov, L.B.Okun, V.I. Zakharov. Report at the International Seminar on Deep Inelastic and Many Particle Reactions, Dubna. 1973.
-