

## О ПОИСКЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ПАРТНЕРОВ КВАРКОВ

*А.Ю.Игнатьев, В.А.Кузьмин, М.Е.Шапошников*

Поиски связанного состояния суперпартнеров кварка и антискварка как  $1^{--}$  резонанса в  $e^+e^-$ -аннигиляции могут оказаться весьма перспективными ввиду того, что электронная ширина такого резонанса может быть на три порядка больше, чем обычно предполагается.

Суперсимметричные калибровочные теории, находящиеся в центре внимания современной физики частиц, в настоящее время остро нуждаются в экспериментальной поддержке. Особую важность приобретают поиски суперсимметричных партнеров известных частиц: калибровочных бозонов, кварков и лептонов. Ни одна из таких частиц-партнеров пока не найдена, а имеются лишь ограничения на их массы (см., например, <sup>1</sup>).

В настоящей работе предлагается новый метод поиска суперсимметричных партнеров кварков (скалярных кварков или "скварков") в  $e^+e^-$ -столкновениях <sup>1)</sup>. Обычный метод

<sup>1)</sup> Проявления скалярных кварков в адрон-адронных соударениях обсуждались в работах <sup>2</sup>.

основан на поиске событий, вызванных прохождением порога образования пары скварт-антискварт. Недостатки такого метода связаны с тем, что сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \varphi\bar{\varphi}$  медленно выходит на асимптотику (как  $\beta^3$ ,  $\beta$ -скорость сквартка), а само асимптотическое значение сечения в четыре раза меньше, чем для спинорных кварков с тем же электрическим зарядом.

Предлагаемый метод заключается в поиске не порога образования пары  $\varphi\bar{\varphi}$ , а узкого резонанса, отвечающего связанным состоянию скалярного кварка и антисквартка. Такой способ, конечно, является стандартным для поиска обычных тяжелых кварков (например,  $t$ -кварка). Однако, в случае скалярных кварков принято считать<sup>3</sup>, что соответствующий резонанс настолько узок, что его прямое наблюдение невозможно. (По оценкам<sup>3</sup>, сделанным в рамках нерелятивистской кварковой модели, электронная ширина такого резонанса составляет несколько эВ при массе резонанса порядка 20 – 30 ГэВ).

Для тяжелых сквартков (имеется в виду лагранжева или токовая масса) это действительно так. В случае же легких скалярных кварков<sup>2)</sup> ситуация принципиально иная.

В работах<sup>4</sup> (в качестве обзора см.<sup>5</sup>) было показано, что учет сложной структуры вакуума в моделях со скалярными полями приводит к существенному изменению физических свойств и спектра скаляр-содержащих адронов по сравнению с наивно ожидаемыми. Наличие вакуумного скалярного конденсата  $\langle 0 | \varphi^+ \varphi | 0 \rangle$  (введенного в<sup>4</sup>) может приводить, во-первых, к заметному увеличению электронной ширины векторного резонанса, во-вторых, к существенному утяжелению связанных состояний, содержащих сквартки (до десятков ГэВ). Для этих связанных состояний при помощи метода правил сумм удается получить массивные формулы вида:

$$m(\rho_s) = \sqrt{3}m(\chi_s) = \sqrt{3}m(\pi_s) = 43 \langle -\alpha_s^{1/6} \varphi^+ \varphi \rangle^3 \quad . \quad (1)$$

Здесь частицам  $\rho_s$  ("векторный фионий",  $1^{--}$ ),  $\chi_s$  ("белый кварк"),  $\pi_s$  ("скалярный фионий",  $0^{++}$ ) отвечают токи:  $\varphi^+ \nabla_\mu \varphi$ ,  $\varphi^+ q$  и  $\varphi^+ \varphi$ , соответственно.

С точки зрения экспериментальных поисков наибольший интерес представляет  $1^{--}$  связанное состояние скалярных кварка и антисквартка  $\rho_s$ .

Из формулы (1) видно, что распад  $\rho_s$  на  $2\chi_s$  или  $2\pi_s$  запрещен. Поэтому векторный фионий, если он существует, должен быть узким резонансом в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Грубая оценка адронной ширины  $\rho_s$  дает 400 – 700 кэВ, тогда как разрешение по энергии (вблизи  $\sqrt{s} = 30$  ГэВ) составляет величину порядка 20 МэВ.

Как известно, при поиске узких резонансов в  $e^+e^-$ -аннигиляции определяющей является величина электронной (а не полной) ширины резонанса.

Метод правил сумм дает для этой величины

$$\Gamma_{e^+e^-}(\rho_s) = 2.2m \frac{\alpha^2}{27\pi} \left( \frac{3Q_\varphi}{2} \right)^2. \quad (2)$$

При заданной массе резонанса  $m$  формула (2) не содержит никаких свободных параметров, в ней  $\alpha = 1/137$ ,  $Q_\varphi$  – электрический заряд скалярного кварка. Подчеркнем, что ширина (2) в  $10^3$  раз превышает предсказание нерелятивистской кварковой модели<sup>3</sup> (при

<sup>2)</sup> Отметим, что, согласно работе<sup>4</sup>, при спонтанном нарушении суперсимметрии в моделях с калиброчечной группой  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  масса скалярных кварков в древесном приближении неизбежно оказывается малой (меньше, чем  $m_{u,d}$ ).

<sup>3)</sup> В качестве правоподобной оценки для величины скалярного конденсата можно принять  $\langle -\alpha_s^{1/6} \varphi^+ \varphi \rangle = C\Lambda$ , где  $\Lambda$  – обратный радиус конфайнмента. Результаты вычислений по теории возмущений<sup>7</sup> дают основание предполагать, что  $C$  может быть  $\gg 1$ .

заданной массе резонанса). Численно, при  $m = 30$  ГэВ,  $Q_\varphi = -1/3$ ,  $\Gamma_{e^+e^-} \approx 10$  кэВ, что вполне достаточно для экспериментального обнаружения  $\rho_s$ . Формулы (1), (2) и свойство узости резонанса  $\rho_s$  имеют довольно общий характер: они справедливы в любой модели при наличии отрицательного по величине <sup>4)</sup> скалярного конденсата  $\langle \varphi^+ \varphi \rangle$  и при условии, что скалярные кварки сами по себе не слишком нестабильны (достаточно, чтобы их ширина не превышала нескольких МэВ).

Знания формул (1) и (2) достаточно для получения ограничений на массы частиц  $\rho_s$ ,  $\pi_s$ ,  $\chi_s$  из экспериментальных данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции в рамках любой конкретной модели <sup>8, 1</sup>. Приведем для примера разрешенные области для массы (в ГэВ)  $\rho_s$ -резонанса, полученные в рамках модели с одним триплетом скалярных полей (подробно описанной в <sup>4</sup>) на основе данных по поиску узких резонансов <sup>8</sup> (см. также <sup>9</sup>) и скалярных кварков <sup>1</sup> в  $e^+e^-$ -аннигиляции. В случае  $Q_\varphi = 2/3$ :  $27,3 \div 28,3$ ;  $> 43,2$ . В случае  $Q_\varphi = -1/3$ :  $22,5 \div 29,6$ ;  $31,5 \div 32,7$ ;  $36,7 \div 39,3$ ;  $> 43,2$ .

Итак, поиски связанныго  $1^{--}$  состояния скалярных кварка и антискварка как резонанса в  $e^+e^-$ -аннигиляции могут быть весьма эффективным средством поиска суперпартинеров кварков. Любопытно, что имеющиеся данные не исключают возможности существования такого резонанса в уже пройденной области энергий  $\sqrt{s} = 20 \div 30$  ГэВ.

Заметим, что космологические аспекты теории скалярных кварков, а также вопросы, связанные с поиском новых адронов в земном веществе, обсуждаются в работе <sup>10</sup>.

Авторы благодарны В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения. Мы также благодарны А.Л.Кадаеву, Н.В.Красникову, В.М.Лобашеву, В.А.Хозе, К.Г.Четыркину за обсуждение различных вопросов, относящихся к данной работе.

#### Литература

1. Yamada S. In: Proc. 1983 Cornell Symposium, p. 537.
2. Gluck M., Reya E. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 662; Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ТМФ, 1984, **59**, 224.
3. Nappi C. Phys. Rev., 1982, **25D**, 84.
4. Игнатьев А.Ю. и др. ТМФ, 1982, **53**, 181; Chetyrkin K.G. et al. Phys. Lett., 1982, **117B**, 252.
5. Tavkhelidze A.N. Preprint IYal P-0267, 1982.
6. Dimopoulos S., Georgy H. Nucl. Phys., 1981, **193B**, 150.
7. Chetyrkin K.G. et al. Phys. Lett., 1982, **116B**, 455.
8. Schwitters R.F. In: Proc. 17 Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna v. 2, p. B34, 1977; Rosenfeld C. Rochester Preprint UR-800, 1981; Cords D. Desy Preprint 80/92, 1980; Bartel W. et al. Phys. Lett., 1981, **100B**, 364.
9. Baier V.H. et al. Phys. Rep., 1981, **78**, 293.
10. Kuzmin V.A., Shaposhnikov M.E. Nuovo Cim., in press.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 июля 1984 г.

<sup>4)</sup> Положительная определенность оператора  $\varphi^+ \varphi$ , вообще говоря, нарушается перенормировками.