

явствует, что таким типом симметрии обладает 70-мерное представление группы  $SU_6$ . Таким образом, должен существовать набор возбужденных состояний с отрицательной четностью и орбитальным моментом  $L=1$ , который в комбинации со значениями спина  $S$ , приведенными для представления  $T^{(m)}$  в формуле (12.7), должен, как обычно, давать  $J=(L+S), \dots, |L-S|$ . Другими словами, мы должны обнаружить: 1) декуплет с  $J=1/2$  и  $3/2$ ; 2) октет с  $J=1/2, 3/2$  и  $5/2$ ; 3) октет с  $J=1/2$  и  $3/2$ ; 4) синглет с  $J=1/2$  и  $3/2$ . Экспериментальные данные в области масс от 1405 до 1710 МэВ действительно имеют такую структуру. Мы не привели эти данные в табл. 11.1, не желая усложнять ее.

#### § 4. ДЕВЯТИКВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

Многие из трудностей трехкварковой модели могут быть устранены, если сделать дополнительные предположения о свойствах夸克ов. Наиболее перспективная модель такого типа заключается в следующем. Принимается, что в дополнение к спиновой степени свободы и трем состояниям  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварк имеет новые степени свободы, описываемые тремя состояниями  $a$ ,  $b$  и  $c$ , соответствующими еще одной группе  $SU_3$ , которую мы обозначим через  $SU'_3$ . (Состояния  $a$ ,  $b$  и  $c$  часто называют «цветовыми» состояниями кварка.) Таким образом, не считая спиновых, имеется девять внутренних состояний кварка:  $u_a$ ,  $u_b$ ,  $u_c$ ,  $d_a$ ,  $d_b$ ,  $d_c$ , ... и т. д. Теперь при построении полной волновой функции бариона, составленного из трех кварков, мы должны учитывать наличие степеней свободы, связанных с группой  $SU'_3$ . Проще всего предположить, что по отношению к цветовым переменным состояния полностью антисимметричны. В этом случае использование симметричных  $SU_6$ -состояний, описанных в § 3, приводит к антисимметричной полной волновой функции, что согласуется со статистикой Ферми — Дирака для кварков. Единственным полностью антисимметричным  $SU'_3$ -состоянием является синглет  $D^{(00)}$  (§ 2), так что классификация (12.7) барионов по представлениям группы  $SU_6$  сохраняется. Допустив наличие неодномерных представлений группы  $SU'_3$ , мы пришли бы к противоречию, так как в этом случае теория предсказывала бы множество ненаблюдаемых барионов. Чтобы объяснить, почему наблюдаемым барионам

соответствуют лишь синглетные представления группы  $SU'_3$ , нужно потребовать, чтобы гамильтониан сильного взаимодействия содержал член, зависящий от цветных переменных и обеспечивающий минимальность энергии синглетных состояний. Построить оператор с требуемыми свойствами нетрудно. В качестве него можно взять оператор Казимира  $C_2$  [формула (11.21)]. В этом случае другим возможным представлениям группы  $SU'_3$ , таким, как  $D^{(11)}$ , должны соответствовать гораздо большие энергии. Ввиду того, что мы имеем дело со сверхсильным взаимодействием, неудивительно, что эти возбужденные  $SU'_3$ -состояния до сих пор не наблюдались.

Второе преимущество девятикварковой модели состоит в том, что она объясняет существование трехкварковых систем (барионов), кварк-антикварковых систем (мезонов) и отсутствие в то же время связанных систем, состоящих из двух кварков или из четырех кварков и одного антикварка. В рамках же трехкварковой модели это было загадкой. Разница здесь заключается в наличии в девятикварковой модели большего числа возможных состояний. Это позволяет выбрать вид взаимодействия таким образом, чтобы в одних случаях между кварками действовали силы притяжения, а в других — силы отталкивания, обеспечивая возможность образования связанных состояний только в исключительных случаях, в синглетных по цвету состояниях.

Еще одно преимущество девятикварковой модели — то, что заряд и гиперзаряд кварков можно теперь сделать целым. Это достигается тем, что вместо формулы  $Q = M_T + \pm \frac{1}{2}Y$  (гл. 11, § 1) мы можем написать  $Q = M_T + \frac{1}{2}Y + X$ , где  $X$  — собственное значение одного из инфинитезимальных операторов группы  $SU'_3$ , аналогичного операторам  $Y$  и  $Q$  для группы  $SU_3$ . В синглетном представлении группы  $SU'_3$  мы имеем  $X = 0$ . Следовательно, для наблюдаемых состояний  $Q = M_T + \frac{1}{2}Y$ . Однако для других представлений группы  $SU'_3$  величина  $X \neq 0$ . В частности, мы можем выбрать оператор  $X$  таким образом, чтобы для кварков величина  $X$  в  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -состояниях была равна  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{1}{3}$  и  $-\frac{2}{3}$ . Из соотношения (12.8) получаем теперь следующие значения зарядов девяти кварков:  $1, 1, 0, 0, 0, -1, 0, 0, -1$ .

Подчеркнем, что большая часть изложенного в данном параграфе носит спекулятивный характер, так как все

известные частицы отвечают синглетному представлению группы  $SU_3$ <sup>1)</sup>. Однако косвенным подтверждением истинности девятикварковой модели является то, что идеино она связана со многими направлениями, включая сюда и возможность объединения слабого и электромагнитного взаимодействия [3]. Вышеизложенное хорошо иллюстрируется роль симметрии в физике. Симметрия позволяет построить ряд возможных теорий для описания реального мира. Для того же, чтобы определить, какая из них (если какая-либо вообще) соответствует действительности, мы должны подождать результатов эксперимента.

### § 5. ОЧАРОВАНИЕ

Для объяснения неизвестного ранее правила отбора, выполняющегося в некоторых слабых взаимодействиях, было предложено простое обобщение кварковой модели. Предполагается, что существует четвертый кварк  $c$ , являющийся  $SU_3$ -синглетом с  $T=Y=0$  и отличающийся от кварков  $u$ ,  $d$  и  $s$  наличием нового квантового числа, названного «очарованием». Если обозначить новое квантовое число символом  $C$ , то для нового кварка  $C=1$ , а для кварков  $u$ ,  $d$  и  $s$  мы имеем  $C=0$ . Заряд  $c$ -кварка должен совпадать с зарядом  $u$ -кварка, т. е. он равен  $\frac{2}{3}e$ . Таким образом, соотношение, связывающее заряд с проекцией изоспина, принимает вид  $Q=M_T+\frac{1}{2}Y+\frac{2}{3}C$ . Опять-таки, понятие очарования выглядит как чисто спекулятивное, но если это не так, то должны существовать новые адроны. Они должны классифицироваться по представлениям группы  $SU_4$ , которая вместе с четвертым кварком приходит на смену группе  $SU_3$ . Кроме ранее известных адронов должны быть и очарованные, т. е. адроны с  $C \neq 0$ . Если новый кварк тяжелее остальных, то очарованные адроны также должны быть тяжелее. Этим объяснилось бы, почему они до сих пор не наблюдались. Заметим, однако, что имеются указания на то, что некоторые новые частицы, обнаруженные в начале 1975 г., можно интерпретировать либо как очарованные, либо как возбужденные состояния цветовых степеней свободы [3]<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Наличие цвета у кварков в настоящее время — общепринятая точка зрения.— Прим. ред.

<sup>2)</sup> В последнее время был обнаружен целый ряд частиц, в состав которых входят очарованные кварки.— Прим. ред.