

О ВОЗМОЖНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
В МОДЕЛИ КВАРКОВ

Я.И. Азимов, В.В.Анисович, А.А.Ансельм,  
Г.С.Данилов, И.Т.Дятлов

Распределение элементарных частиц и резонансов в низших мультиплеттах хорошо согласуется с моделью кварков<sup>[1-2]</sup>. Для описания высших мультиплеттов в этой модели существует несколько возможностей. Для барионов, например, одна из них состоит в рассмотрении возбужденных состояний системы трех кварков. Характер таких возбуждений даже в нерелятивистской модели может быть весьма различным. В низших мультиплеттах полный орбитальный момент оказывается хорошим квантовым числом (весь 56-плет барионов может быть удовлетворительно описан одной антисимметричной координатной функцией  $\psi_0(\vec{z}_1, \vec{z}_2, \vec{z}_3)$ , соответствующей полному орбитальному моменту, равному нулю).

Поэтому можно предположить, что и высшие мультиплеты описываются волновыми функциями типа  $\psi_L(\vec{z}_1, \vec{z}_2, \vec{z}_3)\chi_\alpha$ , где  $\psi_L$  соответствует полному орбитальному моменту кварков, равному  $L$ , а зарядово-спиновые функции  $\chi_\alpha$  - те же, что и для низших мультиплеттов (октета

и декуплета). Построенные состояния кварков характеризуются тогда полным орбитальным моментом  $L$  и полным спином  $S$ ; по полному моменту  $J$  имеется вырождение, которое снимается спин-орбитальным взаимодействием  $\alpha_i (\vec{L} \vec{S})$ , где величина  $\alpha_i$  зависит только от  $L$ . Вырождение по полному спину снимается спин-спиновым взаимодействием  $\beta_i S(S+1)$ .

Мы будем предполагать далее, что расщепление по массам внутри каждого мультиплетта определяется в основном утяжелением третьего кварка [2,3]. В отношении мезонных резонансов предлагаемая модель близка к схеме, описанной в [4]. Однако конкретная классификация резонансов отличается от [4], поскольку здесь используется идея утяжеления третьего кварка. При  $L > 0$  четность состояния трех кварков не определяется однозначно величиной  $L$ . Как видно из дальнейшего, согласие с экспериментальными данными возникает, если считать, что четность равна  $(-1)^L$ . Этот факт мы примем как эмпирический.

При  $L = 1$ ,  $S = 1/2$  возможны два октета, с  $J = 3/2^-$  и  $J = 1/2^-$ , являющиеся возбужденными состояниями октета  $1/2^+$  (см. таблицу).

Расщепление по массе между  $N_{1518}$ ,  $\Sigma_{1660}$  и  $\Xi_{1810}$  равно 150 Мэв, т.е. согласуется с представлением о простом утяжелении третьего кварка. Заметное выпадение массы  $\Lambda_{1519}$ , возможно, объясняется тем, что в состоянии с  $L=1$  увеличивается вклад потенциальных взаимодействий, аналогичных рассмотренным в [5], но не являющихся компонентой октета. Единственной известной частицей, которая может быть включена в октет  $1/2^-$ , является пороговый резонанс  $(\Lambda \eta)_{1660}$  (включение в этот октет резонанса  $\Lambda_{1405}$  требует существования резонансов  $N_{1400}$ ,  $\Sigma_{1550}$ ,  $\Xi_{1700}$ , отсутствие которых на опыте трудно объяснить; затруднения возникают также при исследовании декуплета). Величину  $\alpha_i$  при  $L=1$  можно определить по разности масс  $\Lambda_{1660}$  и  $\Lambda_{1519}$ . Это дает возможность предсказать массы остальных резонансов октета  $1/2^-$  (в таблице сплошной линией подчеркнуты резонансы, находящиеся в неизученной еще области энергии, волнистой - резонансы, проявление которых маски-

руется другими известными резонансами). В декуплетах с  $L = 1$  известны лишь резонансы  $\Delta_{1650}$  [6] и  $\Sigma_{1765}$ . Массы остальных резонансов можно найти, исходя из предположения об утяжелении третьего кварка и воспользовавшись величиной  $\alpha_s$ , определенной при рассмотрении октета с  $L = 1$ .

	Бароны				Мезоны							
	$L$	$J^P$	$S = 1/2$		$L, G$	$J^P$	$S = 0$		$L, G$	$J^P$	$S = 1$	
Бароны	0	$1/2^+$	$N_{940}$	$\Lambda_{1115}$	$\Sigma_{1190}$	$\Xi_{1320}$	0	$3/2^+$	$\Delta_{1236}$	$\Sigma_{1382}$	$\Xi_{1529}$	$\Omega_{1675}$
	1	$3/2^-$	$N_{1518}$	$\Lambda_{1519}$	$\Sigma_{1660}$	$\Xi_{1810}$	1	$5/2^-$	$\Delta_{1650}$	$\Sigma_{1765}$	$\Xi_{1930}$	$\Omega_{2100}$
		$1/2^-$	$N_{1660}$	$\Lambda_{1660}$	$\Sigma_{1800}$	$\Xi_{1950}$		$3/2^-$	$\Delta_{1885}$	$\Sigma_{2000}$	$\Xi_{2165}$	$\Omega_{2335}$
	2	$5/2^+$	$N_{1688}$	$\Lambda_{1815}$	$\Sigma_{1830}$	$\Xi_{1980}$	2	$7/2^+$	$\Delta_{1924}$	$\Sigma_{2040}$	$\Xi_{2200}$	$\Omega_{2375}$
	.....					.....						
Мезоны	$G = (-1)^T$	0	$\pi_{140}$	$K_{495}$	$\eta_{549}$	$G = (-1)^T$	1	$\rho_{763}$	$K^*_{890}$	$\omega_{783}$	$\varphi_{1020}$	
	1	$G = (-1)^T$	$B_{1215}$	$K_{1360}$	$\eta_{1400}$		1	$1^-$	$A_2(1310)$	$K^*_{1430}$	$f_{1250}$	$\psi_{1600}$
	0	$G = (-1)^T$				0	$0^+$	$\rho_{970}$	$K^*_{1100}$	$\omega_{1000}$	$\varphi_{1300}$	

Примечание. Экспериментальные данные взяты из материалов 12-й конференции по физике высоких энергий (Дубна, 1964) и доклада Г.Гольдхабера [8]

Наконец, рассмотрим состояние трех кварков с  $L = 2$ . Здесь возможны октеты  $5/2^+$  и  $3/2^+$  и декуплеты  $7/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $1/2^+$ . К октету  $5/2^+$  естественно отнести резонансы  $N_{1688}$  и  $\Lambda_{1815}$ , а резо-

нанс  $\Delta_{1924}$ , вероятно, входит в декуплет  $\gamma/2^+$ . Для определения масс частиц в остальных мультиплетах с  $L = 2$  нет совершенно никаких экспериментальных данных.

Подобную же классификацию можно провести и для мезонов. В этом случае для системы кварк-антикварк четность и  $G$ -четность однозначно определяются:  $P = (-1)^{L+1}$ ,  $G = (-1)^{L+S+1}$ . Возможное распределение известных мезонных резонансов по мультиплетам предложено в таблице. Массы недостающих частиц во всех мультиплетах, кроме  $0^+$ , оценены по утяжелению третьего кварка. Массы резонансов  $0^+$  получены из предположения, что расщепление по  $J$  осуществляется взаимодействием  $\alpha_L(L, \bar{3})$ . Приведем основные типы распадов для ненаблюдавшихся мезонных резонансов:  $K_{1360} \rightarrow K\rho$ ,

$$K^*\pi; \eta_{1400} \rightarrow \pi\rho, K^*\bar{K}; \psi_{1600} \rightarrow K\bar{K}; \omega_{1100} \rightarrow \pi\pi\eta, \pi\pi\rho, 4\pi; \rho_{970} \rightarrow \pi\eta;$$

$$K_{1100}^* \rightarrow \pi K; \omega_{1000} \rightarrow \pi\pi; \psi_{1300} \rightarrow K\bar{K}.$$

Отсутствие на опыте этих резонансов, возможно, объясняется тем, что резонансы с большими значениями  $L$  рождаются слабее и, кроме того, при заданном  $L$  состояния с большим  $J$  имеют больший статистический вес.

Ряд наблюдавшихся мезонных резонансов может быть объяснен только как состояния системы из нескольких кварков и антикварков (например, резонансы с  $T = 3/2$  или с  $Y = 2$ ). Возможно, к резонансам такого типа следует отнести  $\mathcal{X}_{725}$ .

В заключение хотелось бы заметить, что, по нашему мнению, имеются факты, укладывающиеся в рамки простой модели, согласно которой элементарные частицы состоят из нерелятивистских кварков, а именно - связь между разностями масс в различных мезонных и барионных мультиплетах и равенство магнитного момента протона и магнитного момента перехода  $\omega \rightarrow \pi + \gamma$  [7]. С точки зрения такой модели, изложенная выше классификация частиц кажется вполне вероятной, тогда как значения предсказываемых масс имеет, конечно.

оценочный характер. Основная черта описываемой схемы заключается в том, что она включает почти все известные в настоящее время резонансы.

Авторы благодарны В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

3 июня 1965 г.

#### Литература

- [1] M.Gell-Mann. Phys. Lett., 8, 214, 1964.
- [2] L.Zweig. CERN, preprint, 8419/TH, 412, 1964.
- [3] G.Borchi, R.Gatto. Phys. Lett., 14, 352, 1965.
- [4] Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Д-1968.
- [5] P.Carruthers, H.Bethe. Phys. Rev. Lett., 7, 536, 1960;  
B.Moyer. Revs. Mod. Phys., 33, 367, 1961;  
J.A.Holland et.al. Phys. Rev. Lett., 10, 27, 1963.
- [6] Я.И.Азимов, В.В.Анисович, А.А.Ансельм, Г.С.Данилов, И.Т.Дятлов. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1, вып. 2, 50, 1965.
- [7] G.Goldhaber. Preprint, UCRL - II971, 1965.