

С 346.6

Б-447

2/11/57 V

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2228



В.Б. Беляев, Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ РАСПАД  
И ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ  $\frac{3^+}{2}$ -РЕЗОНАНСА

ФАН СССР, 1966, Т167, №2, с 312-315

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2228

В.Б. Белаяев, Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ РАСПАД  
И ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ  $\frac{3}{2}^+$  РЕЗОНАНСА

Направлено в ДАН

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

3467/2p

Успех теории унитарной симметрии элементарных частиц усиливает интерес к изучению электромагнитного распада и электророжения барвонных резонансов. Это обусловлено тем, что, изучая эти процессы, можно при помощи той или иной схемы симметрии судить о структуре электромагнитных формфакторов барвоннов.

Цель настоящей работы - дать общее выражение для вероятности электромагнитного распада и сечения электророжения резонанса  $\pi$ , в частности, сопоставить экспериментальные данные для этих процессов с теоретическими предсказаниями, вытекающими из схемы симметрии  $\bar{U}(12)$  /1-3/.

Напишем общее выражение векторного тока для перехода  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$ :

$$V_{\mu} = \bar{\Psi}_{\nu}(q) \left\{ \frac{a_1}{m} (k_{\nu} \gamma_{\mu} - \delta_{\mu\nu} k) + \frac{a_2}{m^2} k_{\nu} k_{\lambda} \sigma_{\mu\lambda} + \frac{a_3}{m^2} (k_{\nu} k_{\mu} - \delta_{\mu\nu} k^2) \right\} \gamma_5 \Psi(p), \quad (1)$$

где  $a_1, a_2, a_3$  - некоторые формфакторы, зависящие от  $k^2$ ,  $m$  - величина размерности массы;  $p, q$  - 4-импульс начального и конечного барвоннов, соответственно;  $k \equiv q - p$ .

В схеме симметрии  $\bar{U}(12)$  матричный элемент векторного тока для перехода между состояниями  $\frac{1}{2}^+$  и  $\frac{3}{2}^+$  барвоннов, принадлежащих 364-плету, имеет вид:

$$V_{\mu} = D_{abc}^{\bar{a}bc} \epsilon_{ade} Q_b^d N_o^e \mu_p \frac{f(k^2)}{m^2} \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} \bar{\Psi}_{\nu} \Psi_{\rho} p_{\sigma} k_{\rho}, \quad (2)$$

где  $D_{abc}^{\bar{a}bc}$  и  $N_b^a$  - унитарные волновые функции барвонного декаплета и октета;  
 $Q$  - оператор заряда;  $\mu_p$  - магнитный момент протона;  $f(k^2)$  - магнитный (сакоовский) формфактор протона;  $m_0$  - масса мультиплета в случае точной симметрии.

Рассмотрим сначала электромагнитный распад

$$B^* \rightarrow B + \gamma,$$

матричный элемент которого имеет вид:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \bar{\Psi} \left\{ a_1 \left( e_{\mu} \gamma_{\nu} - \frac{ik_{\mu} \hat{e}_{\nu} \gamma_{\mu}}{m_B + m_{B^*}} \right) + \frac{a_2}{m^2} \epsilon_{\nu\mu\sigma\rho} e_{\nu} p_{\sigma} k_{\rho} \right\} \Psi. \quad (3)$$

Откуда для вероятности распада получаем:

$$W = \frac{e^2 m_{B^*}}{24\pi} \left( 1 - \frac{m_B^2}{m_{B^*}^2} \right) \left\{ |a_1|^2 \left[ \left( 1 - \frac{m_B}{m_{B^*}} \right)^2 - \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{m_B}{m_{B^*}} \right) \left( 1 + \frac{m_B}{m_{B^*}} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{|a_2|^2}{4} \left( \frac{m_{B^*}}{m} \right)^4 \left( 1 - \frac{m_B^2}{m^2} \right) \left( 1 + \frac{m_B}{m_{B^*}} \right)^2 - \frac{\operatorname{Re} a_1 a_2^*}{4} \left( \frac{m_{B^*}}{m} \right)^2 \left( 1 - \frac{m_B^2}{m^2} \right) \left( 3 + \frac{m_B}{m_{B^*}} \right) \right\}. \quad (4)$$

В случае  $\bar{U}$  (12) вместо (4) получаем

$$W = \frac{e^2}{96\pi} m_{B^*} |g|^2 \left( \frac{m_{B^*}}{m_0} \right)^4 \left( 1 - \frac{m_B^2}{m^2} \right) \left( 1 + \frac{m_B}{m_{B^*}} \right)^2, \quad (4^1)$$

где  $g = -\frac{1}{\sqrt{3}} \mu_{\nu}$  для распада  $N^{*+} \rightarrow p + \gamma$ . Для остальных распадов имеем следующее соотношение:

$$g_{N^{*0}, n\gamma} = -\frac{2}{\sqrt{3}} g_{Y^{*0}, \Lambda\gamma} = -g_{Y^{*+}, \Sigma^+\gamma} = 2g_{Y^{*0}, \Sigma^0\gamma} = -g_{\Xi^{*0}, \Xi^0\gamma} = g_{N^{*+}, p\gamma} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \mu_{\nu}.$$

Используя выражение (4<sup>1</sup>) со значением  $m_0$ , равным средней массе мультиплета, получаем следующую оценку для ширины распада:

$$\Gamma(N^{*+} \rightarrow p + \gamma) = 0,177 \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma(\Upsilon^{*0} \rightarrow \Lambda + \gamma) = 0,141 \text{ Мэв,}$$

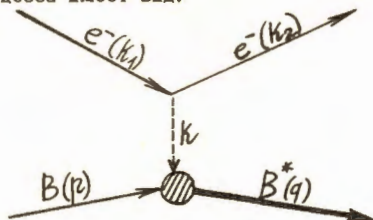
$$\Gamma(\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^0 + \gamma) = 0,179 \text{ Мэв.}$$

$$\Gamma(\Upsilon^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma) = 0,083 \text{ Мэв,}$$

Перейдем теперь к рассмотрению электророждения  $3/2^+$ -бартона на  $1/2^+$ -бартоне:

$$e^- + B \rightarrow B^* + e^-.$$

Диаграмма этого процесса имеет вид:



чему соответствует матричный элемент вида

$$M = \frac{1}{k^2} V_\mu \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1), \quad (5)$$

где  $V_\mu$  дается выражением (1).

Отсюда для дифференциального сечения получаем выражение

$$\begin{aligned} d\sigma = & \frac{2}{3} \left( \frac{e^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{v_1 k^4 \epsilon_1 \epsilon_2 E_B E_{B^*}} \delta(E_B + \epsilon_1 - E_{B^*} - \epsilon_2) dk_0^+ \times \\ & \times \left\{ \left| \frac{a_1}{m} - \frac{ia_2}{m^2} (m_{B^*} - m_B) \right|^2 2(k^2 + \frac{(kq)^2}{m_{B^*}^2}) (\frac{1}{2} m_B m_{B^*} k^2 + k_1 p k_2 q + k_1 q k_2 p) + \right. \\ & + \left| \frac{a_2}{m^2} \right|^2 (k^2 + \frac{(kq)^2}{m_{B^*}^2}) (m_B m_{B^*} + pq) \left[ -\frac{k^2}{2} (p+q)^2 - 2(pk_1 + qk_1)(pk_2 + qk_2) \right] + \\ & + \left| \frac{ia_1}{m} (m_B + m_{B^*}) + \frac{a_2^*}{m^2} \right|^2 (m_B m_{B^*} + pq) \left( -\frac{k^2}{2} - \frac{2qk_1 qk_2}{m_{B^*}^2} \right) + \\ & + 2 \operatorname{Im} \left( \frac{a_1}{m} - \frac{ia_2}{m^2} (m_{B^*} - m_B) \right) \frac{a_2^*}{m^2} \left( k^2 + \frac{(kq)^2}{m_{B^*}^2} \right) \left[ (m_{B^*} - m_B) (m_B m_{B^*} + pq) \frac{k^2}{2} + \right. \\ & \left. + (m_{B^*} - m_B) (qk_1 pk_2 + qk_2 pk_1) + 2m_{B^*} p k_1 pk_2 - 2m_B qk_1 qk_2 \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \operatorname{Im} \left( \frac{a_1}{m} - \frac{ia_1}{m^2} (m_{B^*} - m_B) \right) \left( \frac{ia_1^*}{m} (m_B + m_{B^*}) - \frac{a_1^* k^2}{m^2} \right) \left[ \frac{m_{B^*} k^2}{4} (pk - k^2) + \right. \\
& + \left. \frac{1}{m_{B^*}} \left( \frac{1}{2} pq k q k^2 + \frac{1}{2} k q q k_2 p k_1 + \frac{1}{2} k q q k_1 p k_2 + k p q k_1 q k_2 + \frac{m k^2 q k}{2} - \frac{2 m p k q k_1 q k_2}{m_{B^*}} \right) \right] + \\
& + 2 \operatorname{Re} \frac{a_2}{m^2} \left( \frac{ia_1^*}{m} (m_B + m_{B^*}) - \frac{a_1^* k^2}{m^2} \right) (m_B m_{B^*} + pq) q k \left[ \frac{k^2}{2} (1 - \frac{pq}{m_{B^*}}) - \frac{1}{m_{B^*}^2} (2 q k_1 q k_2 + q k_1 p k_2 + q k_2 p k_1) \right].
\end{aligned}$$

В случае  $U(12)$ -симметрии формула (6) сводится к более простому выражению:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1/3 \left( \frac{e^2}{4\pi} \right)^2 |g(k^2)|^2 \frac{m_B \epsilon_2}{E_{B^*} \epsilon_1} \left[ 1 + \frac{(m_B + m_{B^*})^2}{k^2} \right] \frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + k^2}{m_0^4} \cdot \frac{\delta(\epsilon_2 - \epsilon_2^0)}{1 + \frac{\epsilon_2^0 - \epsilon_2}{E_{B^*}} \cos \theta}, \quad (7)$$

где  $\epsilon_1$ ,  $E_{B^*}$  и  $\epsilon_2^0$ ,  $E_{B^*}$  - энергия электрона и баркона соответственно в начальном и конечном состояниях.

Поскольку  $f(k^2)$  измерен<sup>х)</sup> в довольно широкой области передаваемых импульсов, можно провести сравнение выражения (7) с имеющимися экспериментами по электророжению  $\pi^-$ -мезонов. Ясно, что сравнение выражения (7) с экспериментом нужно проводить в области резонансного рождения  $\pi^-$ -мезона. Для удобства приведем экспериментальные данные, взятые из работы<sup>15/</sup> по электророжению  $\pi^-$ -мезонов (таблица 1). В таблице 2 приведены значения отношений сечений при различных энергиях, а также соответствующие теоретические значения. Из этой таблицы видно, что теоретические значения для отношений сечений, полученные на основе симметрии  $U(12)$  с использованием экспериментальных данных по формфактору протона, не противоречат эксперименту. Однако необходимо отметить, что формула (7) дает правильные абсолютные значения сечений только при значении  $m_0 = 1800 (1 \pm 0,2)$  Мэв.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Н.Н. Боголюбову и профессору Я.А. Смородинскому за интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.Salam, R.Delbourgo and I.Strathdee. Proc. Roy. Soc., 284, 146 (1965).
2. Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хьюе, Д. Стоянов, В.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, Д-2075, Дубна, 1965.
3. В.П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьюе, Л.Ткачев, М.Углирж. Препринт ОИЯИ, Е- 2194, Дубна, 1965.

<sup>х/</sup> Значения  $f(k^2)$  приведены в работе<sup>14/</sup>.

4. P.Salin. Nuovo Cimento., 32, 521 (1963).

5. G.G.Ohlsen. Phys. Rev., 120, 584 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 июня 1965 г.

#### ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Следует отметить, что электророждение изобары в схеме  $SU_6$  рассматривалось в вышедшей недавно работе Гешкенбейна (phys.Lett., v.16, № 3, 1965).

Таблица 1

$\theta = 90^\circ$						$\theta = 135^\circ$					
i	$c_1^1$ (МэВ)	$c_2^1$ (МэВ)	$E_{в.}^1$ (МэВ)	$k_1^2$ (МэВ·10 <sup>4</sup> )	$\sigma_1$ (10 <sup>-38</sup> см <sup>2</sup> /стр)	i	$c_1^1$ (МэВ)	$c_2^1$ (МэВ)	$E_{в.}^1$ (МэВ)	$k_1^2$ (МэВ·10 <sup>4</sup> )	$\sigma_1$ (10 <sup>-38</sup> см <sup>2</sup> /стр)
I	523	169	1170	17,7	9,79±1,00	I	563	130	1202	25,0	5,79±0,32
2		146	1198	15,3	17,4±1,3	2		103	1244	19,8	7,08±0,81
3		122	1227	12,8	19,1±1,7	3	607	146	1202	30,2	4,50±0,26
4		96	1258	10,0	18,5±2,1	4		122	1240	25,3	5,23±0,42
5	550	159	1200	17,5	13,2±0,8	5	645	159	1201	35,0	3,76±0,27
6		154	1206	16,9	13,1±0,8	6		139	1235	30,6	4,16±0,48
7		144	1219	15,8	12,3±0,8	7		114	1275	25,1	3,03±0,59
8		137	1227	15,1	12,6±0,9	8	684	171	1202	39,9	2,48±0,22
9		113	1256	12,4	9,71±1,05	9		128	1275	29,9	2,92±0,49
10	576	174	1198	20,0	12,0 ±0,7						
II		131	1251	15,1	13,2±1,2						

Таблица 2

$\theta = 90^\circ$				$\theta = 135^\circ$			
i, k	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ теор.	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ <sup>МНН</sup> эксп.	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ <sup>МАКС.</sup> эксп.	i, k	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ теор.	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ <sup>МНН</sup> эксп.	$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_k}\right)$ <sup>МАКС.</sup> эксп.
1,2	0,86	0,47	0,67	1,2	0,83	0,70	0,98
2,3	0,95	0,72	1,08	2,3	1,57	1,32	1,86
3,4	0,88	0,85	1,27	3,4	0,83	0,75	0,99
5,6	0,99	0,89	1,14	3,5	1,40	1,05	1,36
6,7	0,92	0,94	1,21	5,6	1,03	0,75	1,10
7,8	0,93	0,86	1,14	6,7	1,13	1,02	1,90
8,9	0,91	1,09	1,58	8,9	1,04	0,66	1,11
10,11	0,79	0,79	1,06	7,8	1,47	1,36	2,05