

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-365

Ю.Л.Калиновский <sup>1</sup>, Н.А.Сариков <sup>2</sup>, Г.Г.Тахтамышев

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  
ОЧАРОВАННОГО БАРИОНА  $\Delta_c^+$   
В МЕТОДЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ  
КИРАЛЬНЫХ ЛАГРАНЖИАНОВ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

---

<sup>1</sup> Гомельский политехнический институт

<sup>2</sup> Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1986

Недавно появились первые экспериментальные данные<sup>/1/</sup> по полулептонным распадам очарованного бариона  $\Lambda_c^+$ . Однако их теоретическое описание ещё неудовлетворительно. Например, в работах<sup>/2/</sup> на основе КХД вычислена лишь полная ширина полулептонных распадов очарованных частиц. Имеется также очень грубая оценка парциальных ширин распадов, основанная на  $SU(4)$ -симметрии<sup>/3/</sup>.

В данной работе вычислены парциальные ширины полулептонных распадов очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона с использованием метода феноменологических киральных лагранжианов<sup>/4,5/</sup> (МФКЛ), обобщенных путем введения взаимодействий спин-1 мезонов с  $0^-$ -мезонами и  $1/2^+$ -барионами<sup>/6/</sup>. Мы ограничимся рассмотрением распадов типа  $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + e + \nu$ . Экспериментальные данные еще не имеют хорошей точности, поэтому сравнение их с результатами вычислений позволяет хотя бы в общих чертах проверить киральные токи, включающие очарованные барионы. Заметим, что киральные токи хорошо описывают полулептонные распады обычных барионов<sup>/7/</sup>.

Согласно МФКЛ, сильные взаимодействия псевдоскалярных мезонов и барионов описываются лагранжианом<sup>/5/</sup>

$$L_s = \frac{F_\pi^2}{4} \text{tr} [\bar{\psi}_i \exp(i\hat{\pi}/F_\pi) \partial^\mu \exp(-i\hat{\pi}/F_\pi) \psi_i] +$$

$$\bar{B}_{[mn]}^a (i\gamma_\mu \partial^\mu - M_0) B_a^{[mn]} + \frac{i}{2} (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_f \text{tr} [V_i \exp(-i\hat{\pi} A/F_\pi) \cdot$$

$$\partial^\mu \exp(i\hat{\pi} A/F_\pi) + \frac{i}{2} g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_f] \text{tr} [A_i \exp(-i\hat{\pi} A/F_\pi) \partial^\mu \exp(i\hat{\pi} A/F_\pi)],$$

где  $g_A = 1,25$  - перенормированная константа аксиального тока,  $F_\pi \approx 93$  МэВ - постоянная лептонного распада пиона,  $M_0$  - средняя масса барионного мультиплетта (равная  $m_p$  для обычных и 2,69 ГэВ для очарованных барионов),  $V_i = \lambda_i / 2$ ,  $A_i = V_i \gamma_5$ ,  $\hat{\pi} = \pi_i \lambda_i$  ( $\lambda_i$  - матрицы Гелл-Манна). Предполагается, что параметр смешивания ( $\alpha$ )  $f$  - и  $d$  - связей, определенных как

$$(\bar{B} \lambda_i B)_{d(f)} = \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (\lambda_i)_a^b B_b^{[mn]} + (-) \bar{B}_{[en]}^m (\lambda_i)_a^e B_m^{[an]},$$

имеет одно и то же значение (2/3) для обычных и очарованных барионов.

Лагранжиан взаимодействия I5-плета спин-1 мезонов и 20-плета  $1/2^+$ -барионов имеет вид<sup>/6/</sup>

$$L_s = -g [\beta (\bar{B} \gamma_\mu V_k B)_d + (1-\beta) (\bar{B} \gamma_\mu V_k B)_f] \psi_\mu^k - g g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu A_k B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} \gamma_\mu A_k B)_f] a_\mu^k,$$

где  $\beta = 3/4$ ,  $g^2/4\pi = 3$ ,  $\psi_\mu^k$  и  $a_\mu^k$  - поля  $1^-$  и  $1^+$ -мезонов соответственно.

I5-плет токов записывается в виде<sup>/5,6/</sup>

$$J_\mu^i = F_\pi \gamma_\mu \pi^i + f_{jk}^i \pi^j \gamma_\mu \pi^k + \frac{m_\rho^2}{g} \psi_\mu^i - \frac{m_a^2}{g} a_\mu^i + \frac{1}{2} (\bar{B} V \gamma_\mu B)_f + g_A [\alpha (\bar{B} A^i \gamma_\mu B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} A^i \gamma_\mu B)_f] + \dots, \quad (1)$$

где  $m_\rho$  и  $m_a$  - массы  $1^-$  и  $1^+$ -мезонов соответственно.

Лагранжиан слабого взаимодействия имеет обычную форму "ток x ток":

$$L_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu \ell_\mu^+ + \text{э.с.}), \quad (2)$$

где  $G = 10^{-5}$  - универсальная константа Ферми,  $\ell_\mu$  - лептонный ток. Адронный ток  $J_\mu$  имеет форму Кабиббо,

$$J_\mu = (J_\mu^1 + iJ_\mu^2 + J_\mu^{13} + iJ_\mu^{14}) \cos \theta_c + (J_\mu^4 + iJ_\mu^5 - J_\mu^{11} - iJ_\mu^{12}) \sin \theta_c$$

( $\theta_c$  - угол Кабиббо,  $\sin \theta_c = 0,23$ ).

Амплитуда бета-распада в пренебрежении массой лептона и в отсутствие токов второго рода записывается в виде

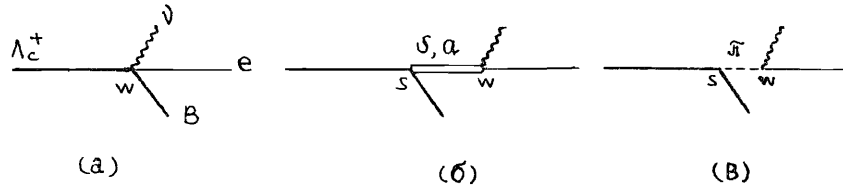
$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_2) [f_1^V(q^2) \gamma_\mu - f_2^V(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu + f^A(q^2) \gamma_\mu \gamma_5] u(p_1) \bar{u}_e(k_2) \gamma_\mu (1+\gamma_5) u_\nu(k_1), \quad (3)$$

где  $q = k_1 + k_2$ ,  $(p_1, p_2)$  и  $(k_1, k_2)$  - импульсы барионов и лептонов соответственно. Значения  $f_1^V(0)$  и  $f^A(0)$  оп-

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

ределяются токами (1) с помощью (2) и (3). Для определения  $f_2^V$  из адронных токов следовало бы включить в МКФЛ лагранжианы с высшими производными, приводящие к дополнительным феноменологическим параметрам. Однако в расчетах мы использовали приближения:  $f_2^V = 0$  и  $f_2^V = (f_2^V)_{SU(4)}$  - формфактор магнитного перехода  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+$ , вытекающий из  $SU(4)$  - группового свойства матричного элемента (3).

Диаграммы, описывающие  $\beta$  - распады  $\Lambda_c^+$  - бариона, показаны на рисунке:



Диаграммы полулептонных распадов  $\Lambda_c^+$  - бариона. Вершины  $s$  и  $w$  соответствуют сильному и слабому взаимодействиям,  $B$  - барион,  $\pi^-$  - мезон,  $\nu$  -  $l^-$  - мезон,  $q$  -  $1^+$  - мезон.

Диаграмма (б) позволяет в амплитуде (3) учесть  $q$  - зависимость формфакторов. В приближении  $m_c = 0$  диаграмма (в) вклад в (3) не дает. Нетрудно убедиться в том, что  $SU(4)$  - симметричное свойство матричного элемента (3) (о случае  $SU(3)$  - симметрии см. /8/) приводит к  $f_2^V(0) = (f^n - 4f^p) / \sqrt{6}$  и  $f_2^V(0) = -f^n$  соответственно для (кабиббовски-разрешенного)  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$  и (кабиббовски-запрещенного)  $\Lambda_c^+ \rightarrow n e \nu$  переходов. Здесь  $f^{n(p)} = \mu_{n(p)} / m_p$ ,  $\mu_{n(p)}$  - магнитные моменты нуклона. Результаты вычислений для парциальных ширин распадов приведены в таблице <sup>х)</sup>.

При вычислении парциальных ширин интегрирование квадрата матричного элемента по фазовому объему производилось по методу Монте-Карло с использованием процедуры Копылова. Фортранные подпрограммы этой процедуры содержатся в программе ТВИСТ /9/.

<sup>х)</sup> В расчетах для неизвестных масс очарованных спин-1 мезонов использовано приближение  $m_{F_A} = m_{F^*} = m_{D_A} = m_{D^*} \approx 2 \text{ ГэВ}$ .

Таблица  
Вероятности  $\Gamma (10^{11} \text{ с}^{-1})$  полулептонных распадов  $\Lambda_c^+$

Кабиббовски-разрешенный		Кабиббовски-запрещенный	
Тип распада	$f_2^V(0)$	Тип распада	$f_2^V(0)$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$	0 $\frac{f^n - 4f^p}{\sqrt{6}}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow n e \nu$	0 $-f_n$
	0,42 60,5		0,06 II, I

В настоящее время имеются экспериментальные данные только для инклюзивных процессов  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e X$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow p e X$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow e X$ . Парциальная ширина первого распада  $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e X) = (0,48 \pm 0,39) \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$  может быть использована для проверки вероятности кабиббовски-разрешенного распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$  (в котором также рождается  $\Lambda$  - барион). Из таблицы видно, что при  $f_2^V = 0$  согласие между экспериментальной шириной распада и вероятностью распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$  удовлетворительное. При  $f_2^V = (f_2^V)_{SU(4)}$  теоретическая и экспериментальная вероятности сильно отличаются. Это означает, что оценка  $f_2^V$  из  $SU(4)$  - симметрии не является хорошим приближением, и магнитный формфактор перехода  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+$  в действительности значительно меньше <sup>х)</sup>, чем  $f^{n(p)}$ .

Таким образом, можно сделать (хотя и нестрогое) заключение о том, что киральные токи (содержащие только барионные поля) являются разумным приближением для описания  $\beta$  - распадов очарованного  $\Lambda_c^+$  - бариона. Дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение полулептонных распадов типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ e \nu$  (особенно определение  $f_2^V$  в этих распадах) позволит окончательно проверить киральные токи.

Авторы благодарят В.Н. Первушина и Д. Эберта за полезные обсуждения.

<sup>х)</sup> В КХД  $f^{\Lambda_c} / f^p \sim m_u / m_c$ , где  $m_q$  - масса кварка  $q$ .

## Литература

1. Review of Particle Properties . CERN, 1984.
2. Cabibbo N., Maiani L. Phys. Lett., 1978, v. 79B, 109;  
Cabibbo N et.al. Nucl. Phys., 1979, v.155, p. 93;  
Ali A. et.al., Nucl. Phys., 1979, v. B154,  
p. 519.
3. Buras A.J. Nucl. Phys., 1976, v. B109, 373;  
Yamada K. Phys. Rev., 1980, D22, 1676.
4. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно-нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978 г.
5. Ebert D., Volkov M.K. Fortsch. Phys., 1981, 112, Bd. 29, 35;  
Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, т. 29, 450.
6. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Сариков Н.А. ОИЯИ, P2-85-95I, 1985.
7. Kalinovsky Yu.L., Sarikov N.A., Takhtamyshev G.G.  
JINR, E2-85-737, 1985.
8. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1967.
9. Тахтамышев Г.Г. ОИЯИ, I-80-640, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июня 1986 года.

Калиновский Ю.Л., Сариков Н.А., Тахтамышев Г.Г. P2-86-365  
Полулептонные распады очарованного бариона  $\Lambda_c^+$   
в методе феноменологических киральных лагранжианов

В рамках метода киральных лагранжианов, обобщенных путем введения взаимодействий спин-1 мезонов с  $1/2^+$ -барионами и  $0^-$ -мезонами вычислены вероятности полулептонных распадов очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + e + \nu$ . Показано, что доминирующим является кабиббовски-разрешенный распад  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$  с вероятностью, согласующейся с парциальной шириной экспериментально обнаруженного инклюзивного процесса  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e X$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Kalinovsky Yu.L., Sarikov N.A., Takhtamyshev G.G. P2-86-365  
Semileptonic Decays of Charmed Baryon  $\Lambda_c^+$   
in the Phenomenological Chiral Lagrangian Method

The probabilities of the semileptonic decays of charmed baryon  $\Lambda_c^+$  ( $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + e + \nu$ ) have been calculated in the framework of the chiral Lagrangian method generalized by including of interactions of spin-1 mesons with  $1/2^+$ -baryons and  $0^-$ -mesons. It is shown that the dominant decay is Cabibbo-favoured one  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e \nu$  with the decay probability being in agreement with the experimentally found partial width of the inclusive decay  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e X$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986