

ПОИСК НОВЫХ ОЧАРОВАННЫХ СТРАННЫХ СОСТОЯНИЙ В $\nu_{\mu} N$ - И $\nu_{\mu} N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

А.Э.Асратян, В.С.Буртовой¹⁾, В.А.Гапиенко¹⁾,
Г.С.Гапиенко¹⁾, П.А.Горичев, А.Г.Денисов¹⁾, В.Г.Заец¹⁾,
В.И.Клюхин¹⁾, В.И.Корешев¹⁾, С.П.Кручинин, М.А.Кубанцев,
И.В.Махлюева, П.В.Питухин¹⁾, В.И.Сиротенко¹⁾,
З.У.Усубов¹⁾, А.В.Федотов, В.Г.Шевченко, В.И.Шекелян

Наблюдается нейтринорождение нового очарованного странного состояния с массой $2563,5 \pm 5,2$ МэВ, распадающегося по адронному каналу $D^* K$.

В предыдущих работах нашей группы^{1, 2} были обнаружены низшее векторное (F_V^*) и псевдовекторное (F_A^*) состояния очарованной странной системы (cs), образующиеся в $\nu_{\mu} N$ -взаимодействиях вектор-доминантным механизмом³. Состоя-

¹⁾ Институт физики высоких энергий, г. Серпухов.

ния F_V^* и F_A^* лежат под соответствующими низшими адронными порогами DK и D^*K и распадаются радиационно.

Цель настоящей работы — поиск D^*K -распадов новых очарованных странных состояний в $\tilde{\nu}_\mu N$ - и $\nu_\mu N$ -взаимодействиях в 15-футовой пузырьковой камере ²⁾.

Метод состоит в анализе массового спектра систем

$$D^{*+}K^0, \quad D^{*0}K^+$$

с $z > 0,6$, где через z обозначена доля адронной энергии E_H , уносимая системой D^*K (здесь и далее в явном виде не выписываются зарядово-сопряженные состояния). При этом D^* -мезоны выделяются комбинаторно по распадам

$$D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \pi^0 D^+, \gamma D^+; \quad D^{*0} \rightarrow \pi^0 D^0, \gamma D^0 \quad (1)$$

с последующими распадами D -мезонов

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, K^- \pi^+ \pi^0, K_s^0 \pi^+ \pi^-, \\ D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, K_s^0 \pi^+, K_s^0 \pi^+ \pi^0. \quad (2)$$

Первый этап состоит в выделении D -мезонов по инвариантной массе вторичных частиц в распадных каналах (2) ³⁾. Комбинация (2) считается кандидатом в распад D (и обозначается D_c), если ее инвариантная масса отличается от табличной массы D -мезона не более, чем на полтора стандартных отклонения.

$$\Delta m \equiv |m(D_c) - m(D)| < 1,5\sigma,$$

где σ вычисляется индивидуально для каждой комбинации переносом измерительных ошибок ($\sigma \sim 50$ МэВ). Каонная масса произвольно приписывается заряженным мезонным трекам. В случае $D_c^0 = K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ для подавления фона используется дополнительное обрезание $\cos\theta_K > 0,4$ на угол вылета K^- в системе покоя D_c^0 относительно лабораторного направления движения D_c^0 (акцептанс 30%). π^0 -мезоны восстанавливаются как пары γ -квантов с массой в интервале 135 ± 30 МэВ ²⁾.

На втором этапе по распадам (1) реконструируются D^* -мезоны. При этом используется малость энерговыделения в распадах $D^* \rightarrow \pi D$ (~ 6 МэВ) и монохроматичность γ -квантов в распадах $D^* \rightarrow \gamma D$ (энергия ~ 150 МэВ в системе покоя D -мезона). Обозначая комбинации-кандидаты через D_c^* , с учетом экспериментальных разрешений мы полагаем:

- 1) $\pi^+ D_c^0$, если $m(\pi^+ D_c^0) - m(D_c^0) - m(\pi^+) < 12$ МэВ (акцептанс $\sim 90\%$);
- 2) $\pi^0 D_c^0 = D_c^{*0}$, $\pi^0 D_c^+ = D_c^{*+}$, если $m(\gamma\gamma D_c) - m(D_c) - m(\gamma\gamma) < 20$ МэВ (акцептанс $\sim 90\%$);
- 3) $\gamma D_c^0 = D_c^{*0}$, $\gamma D_c^+ = D_c^{*+}$, если энергия одиночного (не объединяемого в π^0) γ -кванта в системе покоя D_c лежит в интервале 147 ± 44 МэВ (\sim полтора стандартных отклонения).

Наконец, на последнем этапе мы рассматриваем систему D_c^*K , анализируя ее "модифицированную" инвариантную массу

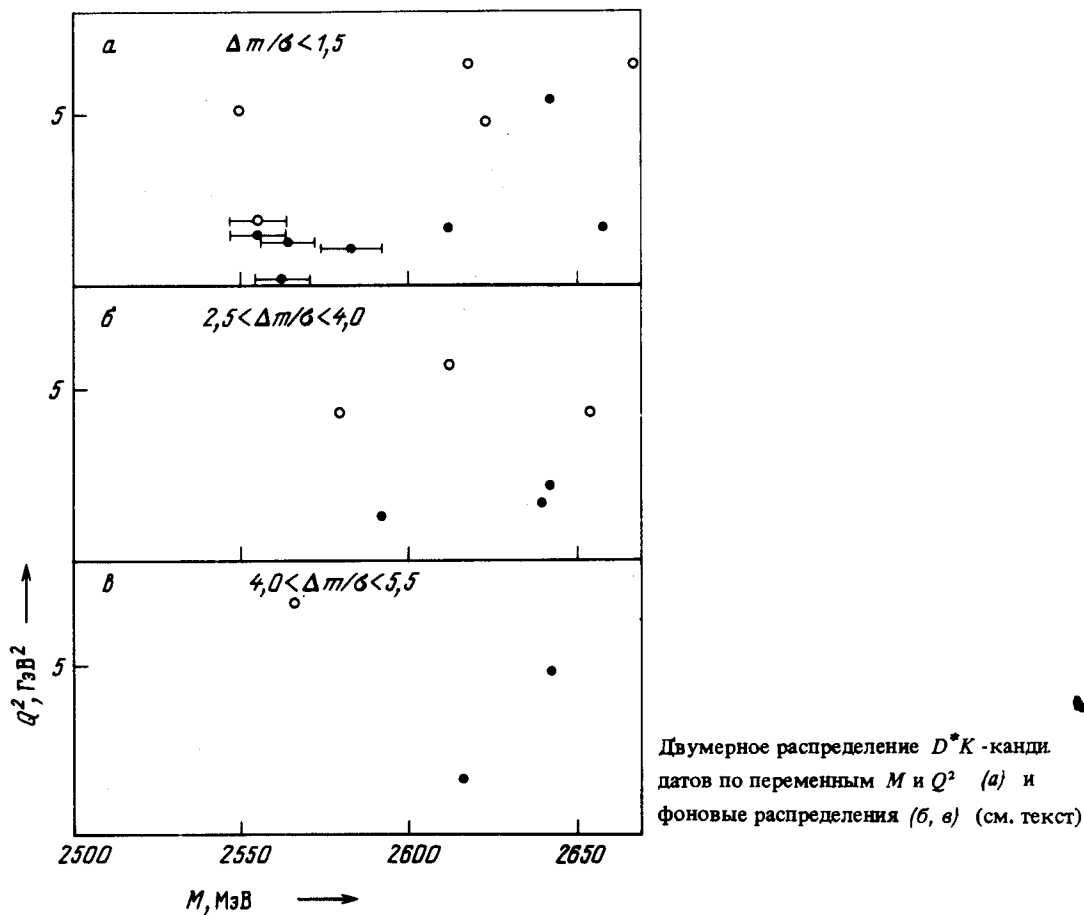
$$M = m(D_c^*K) - m(D_c^*) + m(D^*),$$

которая в следствие сокращения измерительных ошибок измеряется значительно точнее, чем "истинная" масса $m(D_c^*K)$ (ошибки порядка 10 и 70 МэВ, соответственно). На рис. а представлено двумерное распределение D_c^*K -комбинаций с $z > 0,6$ по переменным M и Q^2 , где Q^2 — квадрат переданного от лептонов к адронам импульса (темные точки — антинейтрино, светлые — нейтрино).

²⁾ Анализируемый образец состоит из ~ 5300 $\tilde{\nu}_\mu N$ - и 4600 $\nu_\mu N$ -взаимодействий заряженного тока в интервале энергий 10 – 200 ГэВ со средними энергиями 34 и 43 ГэВ, соответственно. Мюоны регистрируются внешним мюонным идентификатором ($p_\mu > 4$ ГэВ).

³⁾ Время жизни D -мезонов слишком мало для прямого наблюдения пробега в камере.

В двумерной области $Q^2 < 2 \text{ ГэВ}^2$, $2545 < M < 2585 \text{ МэВ}$ наблюдается кластер из пяти событий со средним значением массы $\langle M \rangle = 2563,5 \text{ МэВ}$ и среднеквадратичным разбросом 10 МэВ , что близко к экспериментальному разрешению в этой области (8 МэВ). В качестве фоновых рассмотрим распределения со "сдвинутой" относительно $m(D)$ массой комбинации D_c : $2,5 < \Delta m/\sigma < 4,0$ и $4,0 < \Delta m/\sigma < 5,5$ (см. рис. б, в). Видно, что фон в области кластера незначителен.



Мы интерпретируем наблюдаемый кластер как D^*K -распады (нового $(c\bar{s})$ -состояния с массой $2563,5 \pm 5,2 \text{ МэВ}$. Малость Q^2 свидетельствует о вектор-доминантном механизме его образования³. Несмотря на сильные распады, распадная ширина этого состояния невелика: $\Gamma < 25 \text{ МэВ}$.

В заключение приведем некоторые характеристики событий из кластера (все величины — в единицах ГэВ или ГэВ^2 ; в круглых скобках приведена комбинация D_c , в квадратных — D_c^*):

	E_ν	E_H	Q^2	M	Распад
ν	46,6	12,0	1,97	2,554	$[(K^- \pi^+) \gamma] K^+$
$\tilde{\nu}$	30,9	21,4	0,21	2,562	$[(K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) \pi^0] K^-$
$\tilde{\nu}$	17,5	8,0	1,50	2,555	$[(K^+ \pi^- \pi^0) \gamma] K^-$
$\tilde{\nu}$	30,4	6,1	1,28	2,564	$[(K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) \pi^0] K^-$
$\tilde{\nu}$	31,6	8,8	1,07	2,583	$[(K^+ \pi^- \pi^-) \gamma] K_s^0$

Мы благодарим наших коллег из Фермиевской лаборатории и Мичиганского университета за их вклад в эксперимент на его первой стадии.

Литература

1. *Asratyan A.E. et al.* Phys. Lett., 1985, **156B**, 441.
2. *Аммосов В.В. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 554.
3. *Арбузов Б.А. и др.* ЯФ, 1975, **21**, 1322; ЯФ, 1975, **22**, 173; *Barger V. et al.* Phys. Rev., 1975, **D12**, 2628.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
10 июня 1987 г.
