

НАБЛЮДЕНИЕ КАСКАДНОГО РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА ПСЕВДОВЕКТОРНОГО ОЧАРОВАННОГО СТРАННОГО МЕЗОНА

В.В.Аммосов¹⁾, 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⁾,
 Е.А.Слободюк¹⁾, З.У.Усубов¹⁾, А.В.Федотов,
 В.Г.Шевченко, В.И.Шекелян

Наблюдается антинейтринное рождение и каскадный радиационный распад очарованного странного псевдовекторного мезона. Измеренные массы псевдовекторного и векторного F -мезонов равны, соответственно, 2547 ± 60 МэВ и 2123 ± 15 МэВ.

Слабым переходам $W^\pm \rightarrow F_V^{*\pm}, F_A^{*\pm}$ с последующим рассеянием на нуклоне векторного (F_V^*) или псевдовекторного (F_A^*) очарованного странного мезона принадлежит, как ожидается^{1, 2}, важная роль в нейтринном рождении $F(c\bar{s})$ -мезонов. Этот вектор-доминантный механизм (ВДМ) образования F_V^* был впервые экспериментально обнаружен в работах³, где нами наблюдались радиационные распады $F_V^{*0} \rightarrow \gamma F^-$ (см. также⁴). Настоящая работа посвящена поиску радиационных распадов псевдовекторных ($c\bar{s}$)-мезонов, образованных в $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействиях механизмом ВДМ.

Анализируемые данные получены в антинейтринном облучении 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ с тяжелым неон-водородным заполнением. В интервале энергий антинейтринно 10 – 200 ГэВ было зарегистрировано ~ 6600 $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий с заряженным током со средней энергией 34 ГэВ (подробнее данные описаны в⁵).

Используемый в работе метод – восстановление F^- (1970)-мезона по продуктам распада и анализ импульсного спектра γ -квантов в системе покоя F^- . Под "восстановленным" F^- -мезоном понимается набор частиц с инвариантной массой, близкой к массе F^- (время жизни F^- слишком мало для наблюдения трека в камере). Восстановление F^- проводится по распадным модам

$$F^- \rightarrow \Phi\pi^-, \Phi\pi^-\pi^0, \Phi\pi^-\pi^+\pi^- (\Phi \rightarrow K^+K^-, K_S^0K_L^0),$$

$$F^- \rightarrow K_S^0K^-, K_S^0K^-\pi^0, K_S^0K^-\pi^+\pi^-, K_S^0K^+\pi^-\pi^-.$$

Заметим в связи с этим, что: а) каонная и пионная массы произвольно приписываются заряженным трекам (не идентифицированным как протоны и электроны); б) для выделения распадов $\Phi \rightarrow K^+K^-$ отбираются пары K^+K^- с массой в интервале 1020 ± 15 МэВ (~ 2 расчетных стандартных отклонения); в) в случае распада $F^- \rightarrow \Phi X^-, \Phi \rightarrow K_S^0K_L^0$ мы восстанавливаем пространственный импульс Φ , просто домножая пространственный импульс K_S^0 на фактор $m(\Phi)/m(K^0)$ (K_L^0 не регистрируется в камере). Допустимость такого приближения связана с малостью фазового объема в распаде $\Phi \rightarrow K_S^0K_L^0$. Согласно расчетам, связанная с этим приближением "кинематическая" погрешность восстановления массы F^- составляет $\sim 95, 75$ и 50 МэВ для распадных каналов $F^- \rightarrow \Phi\pi^-, \Phi\pi^-\pi^0, \Phi\pi^-\pi^+\pi^-$, соответственно; г) для восстановления нейтральных пионов отбираются пары γ -квантов с массой в интервале 135 ± 20 МэВ, что соответствует видимой ширине π^0 -пика на $m_{\gamma\gamma}$ -распределении. При восстановлении F^- мы требуем, чтобы масса распадной системы m отличалась от $m(F) = 1970$ МэВ не более, чем на одно среднеквадратичное отклонение: $\Delta m < \sigma$. По-

¹⁾ Институт физики высоких энергий.

леднее вычисляется индивидуально для каждой системы переносом измерительных ошибок импульсов и углов вылета всех частиц, а также квадратично включает связанную с $\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ "кинематическую" погрешность. Характерное значение σ есть ~ 100 МэВ для распадов $F^- \rightarrow \Phi_{00} X^-$ и ~ 50 МэВ – для распадов $F^- \rightarrow \Phi_{+-} X^-$, $K_S^0 K^\pm X$ (обозначения Φ_{+-} и Φ_{00} соответствуют распадам $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ и $\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$).

В системе покоя F^- -мезона мы анализируем импульсы E'_γ одиночных (не объединяемых в π^0) γ -квантов, используя при этом два критерия отбора. Первый (на уровне события) есть ограничение на квадрат переданного от лептонов к адронам импульса $Q^2 < 2 \text{ ГэВ}^2$ и связан с тем, что в рамках ВДМ Q^2 обрезается на уровне порядка квадрата массы мезона. Второй (на уровне комбинации) – обрезание $z > 0,7$ на долю видимой адронной энергии события, приходящуюся на систему γF^- . Это обрезание ориентировано на переходы $F^* N \rightarrow F^* N$ с малой неупругостью.

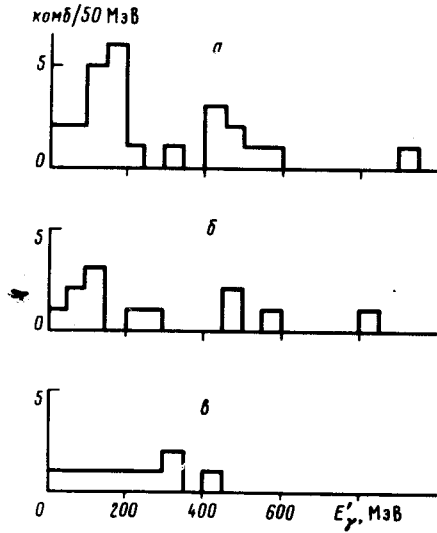


Рис. 1. Импульсные спектры одиночных γ -квантов в СЦМ для: а – систем правильного знака с $\Delta m / \sigma < 1$; б – систем правильного знака с $1,5 < \Delta m / \sigma < 2,5$; в – систем противоположного знака с $\Delta m / \sigma < 1$

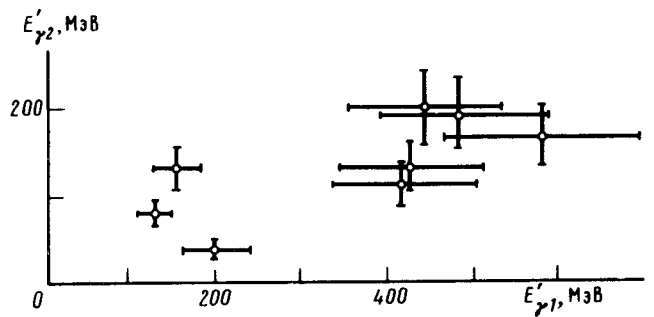


Рис. 2. Двумерное распределение в плоскости $E'_{\gamma_1} - E'_{\gamma_2}$ для событий с двумя γ -квантами, дающими вклады в одномерное распределение на рис. 1, а

На рис. 1, а представлено импульсное распределение "одиночных" γ -квантов. Помимо усиления в области 100 – 200 МэВ, связанного с распадом $F_V^{*-} \rightarrow \gamma F^{-3,4}$, наблюдается кластер в области 400 – 600 МэВ. Последний, в принципе, может быть связан либо с прямым ($F_A^* \rightarrow \gamma F$), либо с каскадным ($F_A^* \rightarrow \gamma F_V^*$, $F_V^* \rightarrow \gamma F$) радиационным распадом F_A^* . Для оценки фона рассмотрим: 1) распределение со "смещенной" массой, $1,5 < \Delta m / \sigma < 2,5$ (рис. 1, б); 2) распределение с противоположным знаком ($\Phi \pi^+$ и т. д., рис. 1, в).

Совместный анализ одномерных распределений не приводит к статистически значимым результатам.

На рис. 2 представлено двумерное распределение в плоскости $(E'_{\gamma_1}, E'_{\gamma_2})$, где $E'_{\gamma_1} > E'_{\gamma_2}$, для событий с двумя "одиночными" γ -квантами, дающими вклад в одномерное распределение на рис. 1, а. В двумерной области $400 < E'_{\gamma_1} < 600$ МэВ, $100 < E'_{\gamma_2} < 200$ МэВ наблюдается изолированная группа из пяти "каскадных" событий. Видимая ширина сигнала по обоим переменным согласуется с разрешением (измерительная ошибка импульса γ -кванта составляет $\sim 20\%$). Из фоновых двумерных распределений, соответствующих рис. 1, б и рис. 1, в, первое содержит единственную точку (123 и 67 МэВ), а второе – ни одной, что свидетельствует о малости фона.

Приведем некоторые характеристики "каскадных" событий (все величины в единицах МэВ):

Распад	$m \pm \sigma$	E'_{γ_2}	E'_{γ_1}	$m(F^- \gamma_2)$	$m(F^- \gamma_1 \gamma_2)$
$\Phi_{+-} \pi^- \pi^0$	1994 ± 40	196	447	2157	2549
$\Phi_{+-} \pi^- \pi^+ \pi^-$	1946 ± 26	193	486	2154	2630
$\Phi_{+-} \pi^- \pi^+ \pi^-$	1961 ± 17	131	427	2097	2489
$\Phi_{00} \pi^- \pi^+ \pi^-$	1925 ± 125	165	580	2129	2632
$K_S^0 K^- \pi^+ \pi^-$	1958 ± 24	111	418	2078	2436

Наиболее вероятная интерпретация этих событий – каскадный радиационный распад $F_A^{*-} \rightarrow \gamma_1 F_V^{*-}$, $F_V^{*-} \rightarrow \gamma_2 F^-$ псевдовекторного ($\bar{c}s$)-мезона, образуемого в $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействиях механизмом ВДМ наряду с векторным мезоном ³.

Наблюдаемые каскадные события позволяют одновременно измерить массы псевдовекторного и векторного мезонов:

$$m(F_A^{*-}) = 2547 \pm 60 \text{ МэВ}, \quad m(F_V^{*-}) = 2123 \pm 15 \text{ МэВ}$$

Можно ожидать, что при условии $m(F_A^{*-}) \gtrsim 2500$ МэВ абсолютно доминирующим каналом распада F_A^{*-} должен быть сильный s -волновой распад D^*K . В целом наши данные свидетельствуют о том, что масса F_A^{*-} лежит чуть ниже порога D^*K -канала (≈ 2500 МэВ).

Мы благодарим физиков ФНАЛ и Мичиганского университета за их вклад в эксперимент на его ранней стадии. Мы признательны также М.А.Шифману за полезные обсуждения.

Литература

1. Арбузов Б.А. и др. ЯФ, 1975, 21, 1322; Арбузов Б.А. и др. ЯФ, 1975, 22, 173.
2. Chen M.S. et al. Nucl. Phys., 1977, B118, 345.
3. Asratyan A.E. et al. Preprint ИТЕР-99, 1984; Asratyan A.E. et al. Phys. Lett., 1985, 156B, 441.
4. Aihara H. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 2465; Albrecht H. et al. Phys. Lett., 1984, 146B, 25.
5. Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1981, B177, 365.