

20/1x-82

4512/82



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

Д1-82-447

С.А.Бунятов, М.Иванова\*, О.М.Кузнецов,  
В.В.Люков, В.М.Сидоров

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ  
ВЕРШИН ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА  
ОЧАРОВАННОГО  $\Lambda_c^+$ -БАРИОНА  
В ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

---

\* Пловдивский Университет, Пловдив, Болгария.

1982

## ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по определению времени жизни очарованных частиц в качестве вершинного детектора в настоящее время используются фотоэмульсионные <sup>1-4/</sup> и пузырьковые камеры <sup>5/</sup>, а также полупроводниковые детекторы <sup>6/</sup>. Из всех перечисленных детекторов ядерная фотоэмульсия обладает наилучшей разрешающей способностью - до нескольких десятых микрона, в то время как максимальное разрешение небольших пузырьковых камер составляет 35-55 мкм, а полупроводниковых кремниевых детекторов - 400 мкм. Фотоэмульсия дает уникальные возможности для регистрации короткоживущих частиц при временах пролета до распада  $\sim 10^{-15} - 10^{-16}$  с. Пробеги частиц в зависимости от их импульса составляют при этом от единиц до нескольких десятых микрона. Методика измерения таких пробегов, состоящая в геометрическом восстановлении вершин образования и распада по измеренным координатам зерен следов, была успешно применена при измерении времени жизни  $\pi^0$ -мезона. В эксперименте, выполненном на пучке  $\pi^-$ -мезонов с энергией 3,5 ГэВ, вершина первичного взаимодействия восстанавливалась в плоскости фотослоя XY с точностью выше 0,03 мкм как по направлению пучка, так и поперек <sup>7/</sup>.

При поиске распадов короткоживущих частиц, образованных во взаимодействиях при высоких энергиях, основное ограничение на точность геометрической реконструкции событий накладывают малые углы разлета вторичных частиц. Кроме того, при высокой множественности ливневых следов невозможно выделить ближайшие к звезде зерна нужного следа. В общем случае точность восстановления вершин образования и распада короткоживущей частицы по направлению пучка существенно хуже, чем поперек.

Точность измерения Z-координаты зерен следов в фотоэмульсии хуже, чем X- и Y-координат; поэтому обычно анализируются проекции следов только в плоскости XY. В работах <sup>8,9/</sup> показано, что короткоживущая частица может быть зарегистрирована, если хотя бы один из следов от распада проходит от вершины первичного взаимодействия на расстоянии более 0,17-0,20 мкм в плоскости XY. В работе <sup>10/</sup> проведен сравнительный анализ точности восстановления вершин пересечения пар следов в XZ- и XY-плоскостях. При одинаковых углах разлета измеряемых пар следов точность определения координат вершины в XZ-плоскости в несколько раз хуже, чем в XY-плоскости.

Фотоэмульсия позволяет не только регистрировать вершины образования и распада короткоживущих частиц, но и идентифицировать

ОБЪЕДИНЕННЫЕ ИНСТИТУТЫ

ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БИБЛИОТЕКА

часть вторичных частиц, что существенно дополняет информацию, получаемую от внешнего детектора. В некоторых из зарегистрированных взаимодействий при отсутствии видимой вершины распада могут быть признаки, характерные для распадов короткоживущих частиц: совпадение инвариантной массы нескольких следов с массой очарованной или "прелестной" частицы при надежной идентификации частиц от предполагаемого распада, регистрация одиночных странных частиц, лептонов и т.д. В таких событиях наиболее вероятно обнаружение распадов короткоживущих частиц.

В данной работе на примере распада очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона рассмотрены вопросы пространственного восстановления вершин образования и распада короткоживущих частиц.

### ОПИСАНИЕ СОБЫТИЯ

Среди нейтринных взаимодействий, зарегистрированных в эксперименте FNAL E564 /постановка эксперимента описана в работе /2/ /, было обнаружено событие, показанное на рис.1. Характеристики ливневых следов этого взаимодействия приведены в табл.1. При просмотре события было обращено внимание на тройку следов 5.1, 5.2, 5.3, надежно идентифицированных как  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^-$  соответственно по измерениям импульсов и зарядов в пузырьковой камере, а также многократного рассеяния и ионизации в фотоэмульсии /см. рис.2/. В нижней части рис.1 показана вертикальная проекция этих следов. Инвариантная масса  $p\pi^+K^-$  равна  $2281 \pm 12$  МэВ и совпадает со средним значением массы  $\Lambda_c^+$ -бариона  $= 2285 \pm 3$  МэВ /11/.

Близость как азимутальных углов, так и углов погружения следов 5.1 и 5.2 не позволяет разделить точно измерить их на расстоянии до 50 мкм. След 5.3 визуально отделяется от следов 5.2 и 5.1 на расстояниях более 8 мкм. Поэтому непосредственное восстановление вершины предполагаемого распада В по координатам зерен следов 5.1, 5.2, 5.3 невозможно. Так как углы между проекциями этих следов в плоскости XY малы, то было проведено пространственное восстановление вершины первичного взаимодействия А и проанализировано отклонение следа 5.3 / $K^-$ / от этой вершины в плоскости XZ.

Рис.1. Микрофотография события в фотоэмульсии: А - вершина первичного взаимодействия, В - вершина распада  $\Lambda_c^+$ -бариона.

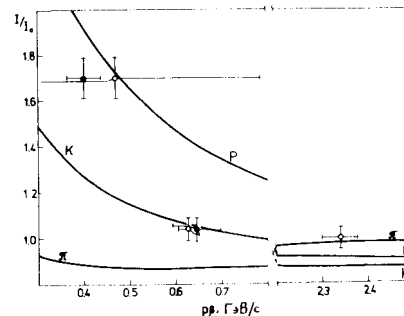


Рис.2. Идентификация частиц 5.1 /протон/, 5.2 / $\pi^+$ -мезон/ и 5.3 / $K^-$ -мезон/ по измерениям рассеяния  $p\beta$  и ионизации  $I/I_0$  в фотоэмульсии /черные кружки/ и импульсов в пузырьковой камере /светлые кружки/.

Таблица 1

Характеристики ливневых частиц события

№ следа	Азимутальный угол (град.)	Угол погружения (град.)	Импульс (ГэВ/с)
1	-29, $1 \pm 0, 2$	-42, $1 \pm 0, 9$	0,88 $\pm 0, 01$
2	-6, $9 \pm 0, 2$	-11, $4 \pm 0, 5$	11,76 $\pm 0, 24$
3	8, $5 \pm 0, 1$	12, $6 \pm 0, 5$	3,36 $\pm 0, 20$
4	12, $3 \pm 0, 1$	16, $6 \pm 0, 6$	0,94 $\pm 0, 02$
5.1	16, $2 \pm 0, 1$	11, $4 \pm 0, 9$	0,72 $\pm 0, 02$
5.2	16, $3 \pm 0, 1$	9, $5 \pm 0, 9$	2,34 $\pm 0, 04$
5.3	16, $8 \pm 0, 1$	-4, $5 \pm 0, 3$	0,75 $\pm 0, 02$
6	19, $1 \pm 0, 1$	-12, $7 \pm 0, 3$	1,34 $\pm 0, 04$

### ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕРШИНЫ ПЕРВИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И АНАЛИЗ СЛЕДОВ НА ПРИНАДЛЕЖНОСТЬ ДАННОЙ ВЕРШИНЕ

Отличительными особенностями рассматриваемого метода являются восстановление вершины первичного взаимодействия в пространстве, анализ следов от предполагаемого распада на принадлежность данной вершине на основе функции правдоподобия, а также рассмотрение вопроса объединения результатов нескольких измерений с учетом корреляции между ними.

При пространственном восстановлении вершины взаимодействия или распада основным источником ошибок является неточность измерения Z-координаты зерен следов. Это связано с ошибкой отсчета из-за неточности фокусировки, температурным дрейфом зерен и возможными механическими смещениями самой фотопластинки.

Измерения координат (X, Y, Z) зерен следов зарегистрированного взаимодействия проводились на микроскопе KSM-1 при общем увеличении 1250X. Перед началом каждого измерения микроскоп вместе с жестко закрепленной фотоластинкой прогревался несколько часов для снижения теплового дрейфа. Температурный дрейф зерен следов после этого составлял 0,005-0,008 мкм/мин в XY-плоскости и в среднем в 2,5 раза больше в плоскости XZ. Систематическая ошибка в значениях координат зерен следов, обусловленная тепловым дрейфом, исключалась методом реперных зерен: до и после измерения каждого из следов проводилось многократное измерение координат реперного зерна. Точность измерения координат зерен составляла 0,04-0,05 мкм в XY-плоскости, а точность измерения Z-координаты - 0,08-0,12 мкм. Дополнительным фактором снижения абсолютной точности восстановления вершины взаимодействия или распада в XZ-плоскости является усадка фотоэмульсии при проявлении. Учет коэффициента усадки приводит к линейному возрастанию ошибок, хотя относительная точность при этом практически не изменяется. Для исключения влияния многократного кулоновского рассеяния и возможной дисторсии измерения проводились на длине следов ~60 мкм. При этом возможные отклонения следов из-за многократного рассеяния не превышают 0,04-0,06 мкм, что заметно меньше естественного разброса зерен. В среднем измерялись координаты 15-17 зерен каждого следа.

Значения координат зерен следов аппроксимировались методом наименьших квадратов прямыми линиями:  $y = A(x - \bar{x}) + B$  и  $z = C(x - \bar{x}) + D$  в плоскостях XY и XZ соответственно. В отличие от обычной параметризации -  $y = ax + b$ ,  $z = cx + d$  - при такой аппроксимации ошибки параметров не скоррелированы и не зависят в точке пересечения следов от выбранного начала системы координат. Ошибки  $\Delta A, \Delta B, \Delta C, \Delta D$  однозначно выражаются через  $\Delta a, \Delta b, \Delta c, \Delta d$ , вычисляемые стандартным способом из разброса зерен при обычной параметризации  $y = ax + b$ ,  $z = cx + d$  и равны:

$$\begin{aligned} \Delta A &= \Delta a, & \Delta B &= (\Delta b^2 - \bar{x}^2 \Delta a^2)^{1/2}, \\ \Delta C &= \Delta c, & \Delta D &= (\Delta d^2 - \bar{x}^2 \Delta c^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad /1/$$

где  $\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}$ , а n - число измеренных зерен следа.

Вершина пересечения следов определялась как пространственная точка, в которой минимален функционал:

$$\chi^2_N = \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{\lambda_i(x, y)}{\Delta \lambda_i(x, y)} \right)^2 + \left( \frac{\lambda_i(x, z)}{\Delta \lambda_i(x, z)} \right)^2 \right], \quad /2/$$

где N - число следов;  $\lambda_i(x, y) = (A_i(x - \bar{x}) + B_i - y) / \sqrt{A_i^2 + 1}$  - минимальное отклонение i-го следа от точки с координатами x, y;

$$\Delta \lambda_i(x, y) = \left[ \left( \frac{\partial \lambda_i(x, y)}{\partial A_i} \Delta A_i \right)^2 + \left( \frac{\partial \lambda_i(x, y)}{\partial B_i} \Delta B_i \right)^2 \right]^{1/2} - \text{ошибка}$$

отклонения  $\lambda_i(x, y)$ . Выражения для  $\lambda_i(x, z)$  и  $\Delta \lambda_i(x, z)$  аналогичны. Минимизация такого функционала проводилась программой FUMILI /12/. Координаты вершины первичного взаимодействия  $x_0, y_0, z_0$  восстанавливались по N следам и вычислялись отклонения  $\lambda_{N+1}(x_0, y_0), \lambda_{N+1}(x_0, z_0)$  анализируемого N+1 следа от этой вершины. Число степеней свободы  $\nu_D$  для восстановления таким образом вершины N следов равно  $2N-3$ . Затем восстанавливалась общая вершина для N+1 следов. Обычно вопрос о наличии единственной вершины для всех N+1 следов решается на основе  $\chi^2$ -критерия /8/. В данной работе рассмотрена относительная вероятность существования единственного центра для N /гипотеза 1/ и N+1 /гипотеза 2/ следов на основе функции правдоподобия. Задача сравнения двух гипотез с различным числом степеней свободы рассмотрена в работе /13/. В частном случае, когда  $\nu_{D2} - \nu_{D1} = 2$ , относительная вероятность двух гипотез равна \*

$$P_2 / P_1 = \exp \left( \frac{\Delta \chi^2}{2} \right) \left[ \sum_{m=0}^{\infty} \left( \frac{\Delta \chi^2}{2} \right)^m \frac{1}{m!} \right]^{-2}, \quad /3/$$

где  $\Delta \chi^2 = \chi_{N+1}^2 - \chi_N^2$ ;  $P_2$  и  $P_1$  - вероятности гипотез с числом степеней свободы  $\nu_{D2}$  и  $\nu_{D1}$  соответственно.

Для получения надежных результатов проводились многократные измерения события. Результаты отдельных измерений объединялись с учетом корреляции между ними, так как большая часть зерен измерялась повторно. Ошибка средневзвешенного значения отклонения анализируемого следа при n измерениях равна

$$\Delta \bar{\lambda} = \frac{\Delta \lambda_0}{\sqrt{n}} \sqrt{1 + (n-1)\rho}, \quad /4/$$

где  $\Delta \lambda_0$  - средняя ошибка отклонения в отдельном измерении, а  $\rho$  - коэффициент, характеризующий корреляцию между измерениями. Коэффициент  $\rho$  в свою очередь определяется через среднее количество зерен  $\bar{K}_i$ , повторяющихся i раз в n измерениях /  $i=1, 2, \dots, n$  /, и  $\alpha$  - отношение квадратов ошибок измерения зерен и их естественного разброса:

$$\rho = \frac{\frac{n}{1+\alpha} \sum_{i=1}^n \bar{K}_i - \sum_{i=1}^n \bar{K}_i \frac{i}{i+\alpha} (n-i+1)}{(n-1) \sum_{i=1}^n \bar{K}_i \frac{i}{i+\alpha} (n-i+1)}. \quad /5/$$

\* Авторы благодарны проф. А.А.Тяпкину за вывод этой формулы и полезные обсуждения.

Рассмотренным выше методом можно восстанавливать как вершину образования, так и вершину распада короткоживущей частицы, что позволяет определить длину ее пробега и угол вылета. При этом в ряде случаев возможна не только регистрация, но и идентификация короткоживущей частицы с нейтральной компонентой в распаде.

#### АНАЛИЗ ОБНАРУЖЕННОГО СОБЫТИЯ

Изложенным методом проанализировано событие, показанное на рис.1. Вершина первичного взаимодействия А восстанавливалась по следам 2, 3, 4, 6 /гипотеза 1/ и вычислялись отклонения следа 5.3 /  $K^-$ -мезон/ от этой вершины. Затем восстанавливалась общая вершина для следов 2, 3, 4, 6, 5.3 /гипотеза 2/. Если в случае гипотезы 1 вершина первичного взаимодействия А восстанавливалась хуже чем с 5-процентным уровнем достоверности /  $\chi^2 > 11.3$  /, то измерение отбрасывалось. Точность восстановления координат вершины первичного взаимодействия А составила  $\Delta x_0 = 0,17-0,24$  мкм,  $\Delta y_0 = 0,03-0,04$  мкм,  $\Delta z_0 = 0,10-0,14$  мкм \*. В табл.2 приведены результаты расчета по данным 5 измерений. Как видно из табл.2, вершина первичного взаимодействия А восстанавливается с хорошей точностью, что указывает на отсутствие дисторсии. Величины отклонений следа 5.3 в плоскости XY пренебрежимо малы /  $\lambda(x, y) = 0,01 \pm 0,04$  мкм /, поэтому пространственное отклонение следа 5.3 практически совпадает с отклонением в плоскости XZ. Несмотря на то, что в отдельных измерениях величина отклонения следа 5.3 не превышает тройной ошибки, в каждом случае гипотеза о том, что след 5.3 проходит мимо вершины первичного взаимодействия А, более вероятна, чем обратная гипотеза. Относительная вероятность гипотез 2 и 1, полученная по 5 измерениям перемножением величин  $P_2/P_1$ , меньше 0,02. Это означает, что гипотеза 1 более чем в 50 раз вероятнее, чем гипотеза 2. Средневзвешенное значение отклонения  $\lambda$  следа 5.3 от вершины первичного взаимодействия А составляет  $0,42 \pm 0,14$  мкм. С учетом дополнительных признаков этого события - наличие одиночного  $K^-$ -мезона и совпадение инвариантной массы системы  $p\pi^+K^-$  с массой очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона - можно утверждать, что в данном взаимодействии наблюдается распад очарованного бариона  $\Lambda_c^+$ .

Вершина первичного взаимодействия А принадлежит плоскости, образованной компланарными следами 5.1, 5.2, 5.3 /компланарность равна  $1,3 \pm 7,4 \cdot 10^{-4}$ , то есть не хуже чем  $1,5 \cdot 10^{-3}$  на 95-процентном уровне достоверности/, следовательно, наличие нейтральной частицы в распаде маловероятно. Поэтому оказывается возможным определить координаты вершины распада В и, следовательно, длину пробега  $\Lambda_c^+$ . Вершина распада В однозначно определяется точкой пересечения вектора суммы импульсов частиц от распада, на-

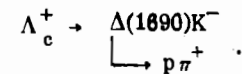
\* Величина  $\Delta z_0$  и все последующие значения отклонений и ошибок в XZ-плоскости приводятся для непроявленной фотоэмульсии.

Таблица 2

Результаты геометрического восстановления события

№ измерения	$\chi^2/n_0$		Относительная вероятность $P_2/P_1$	Отклонение $\lambda$ следа 5.3 от вершины А, мкм
	$n_{0,1} = 5$	$n_{0,2} = 7$		
1	1,4	1,7	0,6	$0,34 \pm 0,26$
2	1,1	1,5	0,5	$0,68 \pm 0,28$
3	1,2	2,1	0,1	$0,42 \pm 0,21$
4	1,1	1,2	0,9	$0,30 \pm 0,22$
5	1,4	1,6	0,7	$0,45 \pm 0,23$
Средневзвешенное значение				$0,42 \pm 0,14$
$P_2/P_1$ по 5 измерениям равно				0,02

правленного из вершины А, и следа 5.3, проходящего от этой вершины на расстоянии  $\lambda$ . Определенный таким образом пробег до распада очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона равен  $2,07 \pm 0,70$  мкм. Инвариантная масса  $p\pi^+$  равна  $1753 \pm 16$  МэВ и не противоречит массе  $\Delta/1690$ -резонанса /ширина  $250$  МэВ/; таким образом, возможна следующая схема распада  $\Lambda_c^+$ -бариона:



При импульсе  $\Lambda_c^+$ , равном  $3,79 \pm 0,05$  ГэВ/с, и пробеге до распада -  $2,07 \pm 0,70$  мкм время пролета до распада очарованного бариона составляет  $0,42 \pm 0,14 \cdot 10^{-14}$  с.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана возможность использования информации не только о X- и Y-но и о Z-координатах зерен следов для геометрической реконструкции событий в фотоэмульсии.

Проведена пространственная реконструкция события, которое интерпретируется как распад очарованного бариона  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Масса  $\Lambda_c^+$  равна  $2281 \pm 12$  МэВ, расстояние точки распада от вершины первичного взаимодействия составляет  $2,07 \pm 0,70$  мкм, время до распада -  $0,42 \pm 0,14 \cdot 10^{-14}$  с.

Изложенный метод может быть применен при поиске новых, в частности "прелестных", частиц с временами жизни  $\sim 10^{-14}-10^{-16}$  с в гибридных экспериментах, в которых имеется возможность выделять события с характерными признаками распада.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Prentice J. Rapporteur's Talk at International Conference on High Energy Physics, Lisbon, 1981.
2. Ammar R. et al. Phys.Lett., 1980, 94B, p. 118.
3. Allasia D. et al. Nucl.Phys., 1980, B176, p. 13.
4. Adamovich M. et al. Phys.Lett., 1981, 99B, p. 271.
5. Агюшар-Бенитец М. и др. ИФВЗ, 81-165, Серпухов, 1981.
6. Albinì E. et al. Phys.Lett., 1982, 110B, p. 339.
7. Shwe H., Smith F.M., Barkas W.H. Phys.Rev., 1964, 136, p. 839.
8. Ingelman G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 165, p. 1.
9. Baroni G. et al. Lett. Nuovo Cim., 1979, 24, p. 45.
10. Толстов К.Д., Хушвактова А.А., Шабратова Г.С. ОИЯИ, P1-13037, Дубна, 1980.
11. Musset P. CERN-EP/10-161, 1980.
12. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
13. Мороз В.И. и др. ОИЯИ, P10-2935, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июня 1982 года.

Бунятов С.А. и др. Пространственное восстановление вершин  $\Lambda_c^+$ -бариона в ядерной фотозмульсии Д1-82-447  
образования и распада очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона в ядерной фотозмульсии

Зарегистрирован распад очарованного бариона  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ , образованного в нейтринном взаимодействии с ядром в фотозмульсии. Масса  $\Lambda_c^+$  равна  $2281 \pm 12$  МэВ, расстояние от вершины первичного взаимодействия до точки распада составляет  $2,07 \pm 0,70$  мкм, время до распада  $- (0,42 \pm 0,14) \cdot 10^{-14}$  с. При определении методом геометрической реконструкции пробега  $\Lambda_c^+$ -бариона до точки распада показана возможность использования информации не только о X- и Y-но и о Z-координатах зерен следов. Изложенный метод может быть применен при поиске в гибридных экспериментах новых, в частности "прелестных", частиц с временами жизни  $\sim 10^{-14}-10^{-16}$  с.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bunyatov S.A. et al. Space Reconstruction of a Charmed  $\Lambda_c^+$  Baryon Production and Decay Vertices In Nuclear Emulsion Д1-82-447

The decay of charmed baryon  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$  produced in the neutrino interaction with an emulsion nucleus has been observed. The  $\Lambda_c^+$  mass is  $2281 \pm 12$  MeV. The distance from the primary interaction vertex to the decay point is equal to  $2.07 \pm 0.70 \mu\text{m}$ . The decay time equals  $(0.42 \pm 0.14) \cdot 10^{-14}$  s. When determining the  $\Lambda_c^+$  decay length by the space reconstruction method the possibility has been demonstrated of using the information not only on X- and Y- but also on Z-coordinates of track grains. The described method can be applied to the search for new particles, among them beautiful ones, with lifetimes of order  $10^{-14}-10^{-16}$  s. In hybrid experiments.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982