

## ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ПАР $\Lambda K^0$ И $K^0\bar{K}^0$ В $\pi^-p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ $\pi^-$ -МЕЗОНА 7—8 BeV/c

Ван Юн-чан, В. И. Векслер, Ду Юань-цай, Е. Н. Кладницкая,  
А. А. Кузнецов, А. Михул<sup>1)</sup>, Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев,  
Е. С. Соколова, М. И. Соловьев,

В работе изучается рождение пар  $\Lambda K^0$  и  $K^0\bar{K}^0$  в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе  $\pi^-$ -мезонов 7—8 BeV/c. Приводятся угловые и импульсные характеристики  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц (в с.ц.м.  $\pi^-p$ ) от пар  $\Lambda K^0$  и  $K^0\bar{K}^0$ , а также угловые и импульсные распределения  $\pi^\pm$ -мезонов, сопровождающих рождение пар  $\Lambda K^0$ . Кроме того, приводятся данные по величине  $Q$  для изучаемых пар.

### 1. Введение

В настоящей статье содержится часть результатов по изучению  $\Lambda K^0$ - и  $K^0\bar{K}^0$ -пар, рожденных при  $\pi^-p$ -взаимодействиях с импульсом  $\pi^-$ -мезона 7 ÷ 8 BeV/c.

Работа выполнена с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры [1] и является продолжением предыдущих работ по изучению генерации странных частиц [2-4]. Постановка опыта, характеристика пучка, методы просмотра и обработки фотографий, введение различных поправок, а также отбор  $\pi^-p$ -взаимодействий в пропане уже описывались [2, 5].

При отыскании исследуемых событий было просмотрено 60 000 фотографий. После соответствующих измерений и идентификации было отображено 52 события  $\Lambda + K^0$ , 37 событий  $K^0 + \bar{K}^0$ , 16 событий  $\Lambda$  или  $\bar{K}^0 + K^0$  и два события  $\Lambda + K^0 + \bar{K}^0$ . Те 16 случаев, которые по кинематике подходили и под  $\Lambda$ - и под  $K^0$ -частицы, мы относили к  $\Lambda$ -частицам, так как по данным ряда оценок<sup>2)</sup>, проведенных нами, ~90% всех неразделенных случаев составляют  $\Lambda$ -частицы.

### 2. Результаты эксперимента

А. Распределения  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц из  $\Lambda K^0$ -пар по импульсам показаны на рис. 1, а, б. При построении спектров учтены поправки на вероятность регистрации  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц в эффективной области камеры. Импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов от  $\Lambda K^0$ -пар аналогичен спектру, полученному в предыдущей работе [3]. Сравнительно отчетливо выделяется группа  $\Lambda$ -частиц, обладающих в с.ц.м. большой величиной импульса. Среднее значение импульса  $K^0$ -мезонов от  $\Lambda K^0$ -пар оказывается равным  $702 \pm 54$  MeV/c, а от  $K^0\bar{K}^0$ -пар (см. рис. 1, в) — равно  $604 \pm 55$  MeV/c.

Б. На рис. 2 представлены угловые распределения  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц из  $\Lambda K^0$ -пар и  $K^0(\bar{K}^0)$ -частиц из  $K^0\bar{K}^0$ -пар. Учитывались поправки на вероятность регистрации частиц в эффективном объеме камеры. Из этих распределений видно следующее:

<sup>1)</sup> Сотрудник Института атомной физики в Бухаресте.

<sup>2)</sup> Этот вопрос будет подробно обсуждаться в дальнейшем в работе по изучению поляризации  $\Lambda$ -гиперонов.

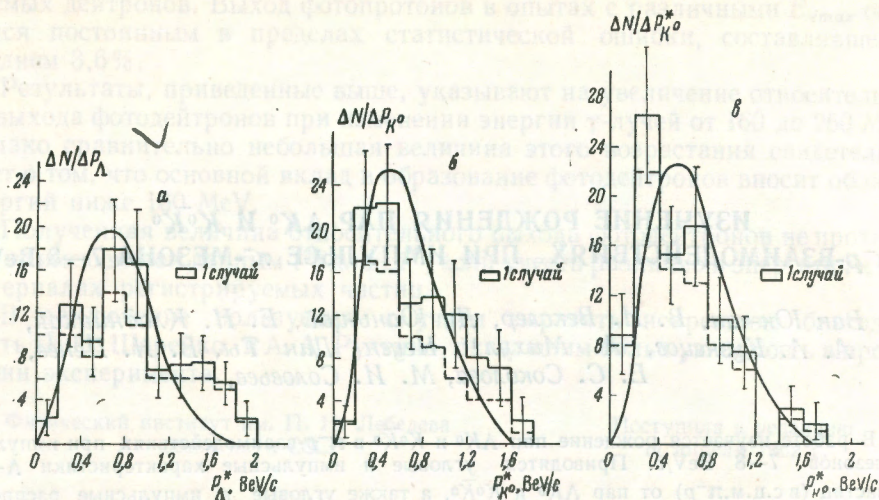


Рис. 1. Импульсное распределение в с. ц. м.  $\pi^-p$ : а —  $\Lambda$ -гиперонов, б —  $K^0$ -мезонов из  $\Lambda K^0$ -пар и в —  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар. Сплошная и пунктирная гистограммы — спектры, полученные соответственно после и до введения поправки на вероятность регистрации  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц в эффективной области камеры. Кривые представляют результат расчета по статистической модели 3)

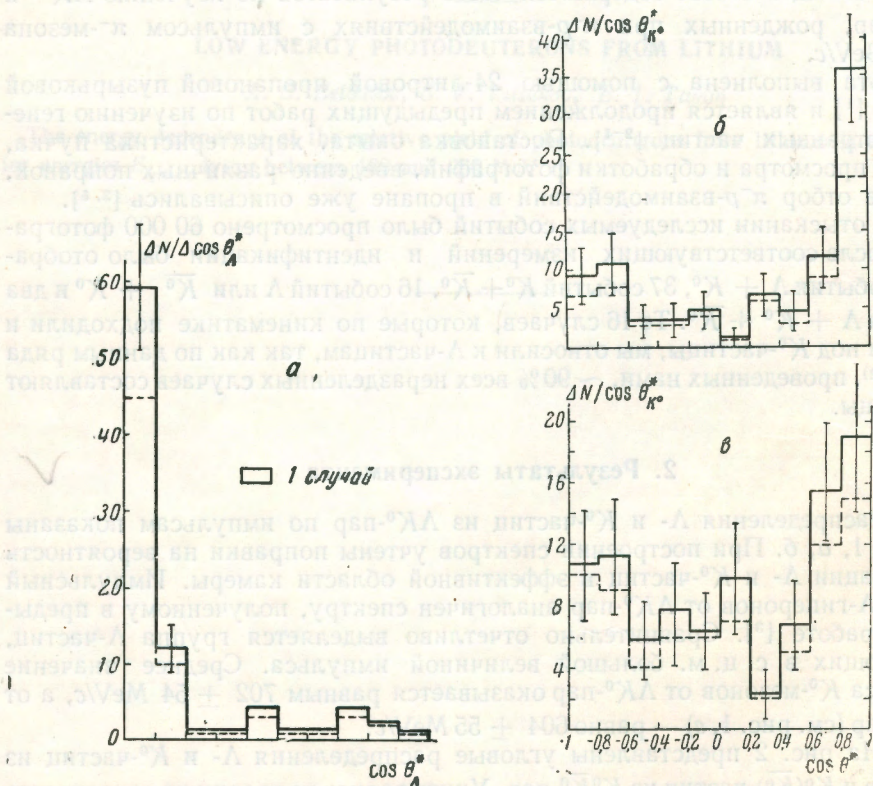


Рис. 2. Угловые распределения в с. ц. м.  $\pi^-p$ : а —  $\Lambda$ -гиперонов, б —  $K^0$ -мезонов из  $\Lambda K^0$ -пар и в —  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар. Сплошной линией обозначен спектр после введения поправки на вероятность регистрации  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц в эффективной области камеры

3) Здесь и далее на рис. 2, 3, 4, 5, 7, 11 и 12 по оси ординат дано число случаев  $N$  вместо ошибочно указанных отношений.

1) Большая часть  $\Lambda$ -частиц летит назад в с. ц. м.  $\pi^-p$ . В распределении образуется острый пик в области значений  $\cos \theta_{\Lambda}^*$  от  $-1$  до  $-0,8$ ; в этих случаях барион сохраняет направление своего первоначального движения. Другая группа  $\Lambda$ -частиц распределена изотропно.

2) В распределении  $K^0$ -мезонов от  $\Lambda K^0$ -пар, кроме изотропной части, имеется пик, соответствующий вылету вперед. Подобный характер угловых распределений отмечался ранее [2,6,7] для одиночных  $\Lambda^0$ - и  $K^0$ -частиц.

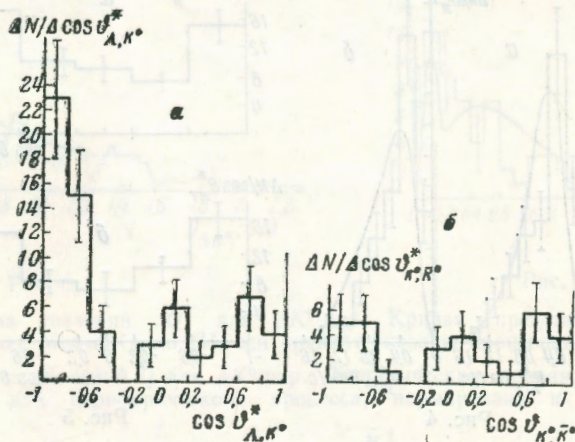


Рис. 3. Распределение в с. ц. м.  $\pi^-p$ : а — угол между  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частицами, б — угол между  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонами от парных событий

3) В угловом распределении  $K^0$ -мезонов от  $K^0 \bar{K}^0$ -пар также достаточно отчетливо выделяется максимум в области косинусов углов  $+0,6 \div +1$ .

В. На рис. 3 показано распределение числа парных событий по углам между  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частицами, а также между  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -частицами. Заметим, что  $\Lambda$  и  $K^0$  разлетаются преимущественно в разные стороны, а для  $K^0 \bar{K}^0$ -пар распределение изотропно.

Г. Нами приводятся (также в с. ц. м.) импульсные и угловые распределения  $\pi^\pm$ -мезонов, сопровождающих рождение  $\Lambda K^0$ -пар (см. рис. 4, 5). Характерным отличием импульсных распределений  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся вместе со странными частицами, от  $\pi^-$ -мезонов обычного множественного рождения (без странных частиц) [8] является отсутствие быстрых  $\pi^-$ -мезонов в с. ц. м.

Импульсные спектры  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов, рожденных вместе с  $\Lambda K^0$ -парами, идентичны. Их сравнение по методу Смирнова — Колмогорова [9] дает вероятность совпадения 0,95.

Угловые распределения  $\pi^\pm$ -мезонов, сопровождающих рождение  $\Lambda K^0$ -пар, имеют анизотропный и почти симметричный характер. По-видимому,  $\pi^-$ -мезоны в данном случае реже вылетают вперед, чем при обычном множественном рождении  $\pi^-$ -мезонов.

Д. Для исследуемых пар было построено распределение величины

$$Q = [2 (E_{\Lambda(K)} E_K - P_{\Lambda(K)} P_K \cos \vartheta_{\Lambda(K), K}) + m_{\Lambda(K)}^2 + m_K^2]^{1/2} - m_{\Lambda(K)} - m_K \quad (1)$$

(где  $m_{\Lambda(K)}$ ,  $m_K$  — массы  $\Lambda$  ( $K^0$ )- и  $K^0$ -частиц;  $\vartheta_{\Lambda(K), K}$  — угол между  $\Lambda$  ( $K^0$ )- и  $K^0$ -частицами;  $P_{\Lambda(K)}$ ,  $P_K$  — соответственно импульсы и  $E_{\Lambda(K)}$ ,  $E$  — энергии этих частиц), приведенное на рис. 6—8.

Полученные результаты сравниваются с расчетами, проведенными по методу Монте-Карло (рис. 6, 8). При расчете использовались эксперименталь-

ные импульсные спектры  $\Lambda$ - и  $K^0$ - частиц и распределение по углам между ними (учитывался также закон сохранения энергии).

Рис. 6 указывает на наличие отклонения экспериментального распределения по  $Q$  для  $\Lambda K^0$ -пар от кривой, рассчитанной по методу Монте-Карло, в области значений  $Q$  от 100 до 200 MeV. В распределении по  $Q$  для  $K^0\bar{K}^0$ -пар имеется максимум в интервале значений  $Q$  от 50 до 150 MeV.

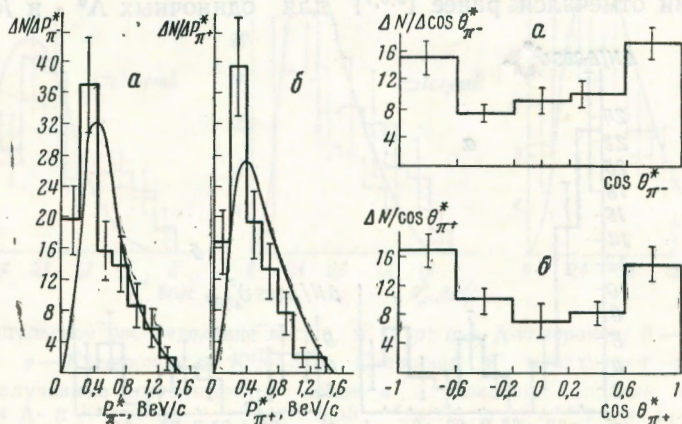


Рис. 4

Рис. 5

Рис. 4. Импульсные распределения: а —  $\pi^-$ -мезонов, б —  $\pi^+$ -мезонов, сопровождающих рождение пар  $\Lambda K^0$ . Плавная кривая представляет результат расчета по статистической модели (с учетом изобар)

Рис. 5. Угловые распределения: а —  $\pi^-$ -мезонов, б —  $\pi^+$ -мезонов от  $\Lambda K^0$ -пар

### 3. Обсуждение результатов

Путем изучения  $\Lambda K^0$ - и  $K^0\bar{K}^0$ -пар, сравнения характеристик их рождения с характеристиками «одиночных»<sup>4)</sup>  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц (экспериментальные данные для «одиночных»  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц статистически обеспечены лучше) можно получить более детальное представление о механизме рождения странных частиц.

Угловое и импульсное распределения  $\Lambda$ -гиперонов из  $\Lambda K^0$ -пар сходны с угловым (ср. рис. 2 и 9) и импульсным [3] распределениями «одиночных»  $\Lambda$ -частиц.

Из всех  $\Lambda K^0$ -пар имеется  $(55 \pm 9)\%$  случаев, когда  $\Lambda$ -гипероны летят назад, а  $K^0$ -мезоны — вперед;  $(33 \pm 7)\%$  случаев, когда обе частицы летят назад; остальные  $(12 \pm 4)\%$  являются случаями, в которых  $\Lambda$  и  $K^0$  летят вперед или  $\Lambda$ -гипероны летят вперед, а  $K^0$ -мезоны назад. Такой характер углового распределения  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц из  $\Lambda K^0$ -пар (в с. п. м.), по-видимому, указывает на возможность существенного вклада диаграмм, описывающих периферические взаимодействия (рис. 10).

Можно ожидать, что  $K^0$ -мезоны, рождающиеся в верхней вершине диаграммы а рис. 10, будут лететь преимущественно вперед в с. п. м., а  $\Lambda$ -гипероны — назад; по диаграмме б  $\Lambda$  и  $K^0$  будут лететь назад<sup>5)</sup>.

<sup>4)</sup> «Одиночные»  $\Lambda$ -гипероны состоят из  $\Lambda$ -частиц от  $\Lambda K^0$ -пар, где  $K^0$ -частица не зарегистрирована в камере, и из  $\Lambda$ -частиц от  $\Lambda K^+$ -пар. «Одиночные»  $K^0$ -мезоны представляют собой  $K^0$ -мезоны от  $K^0\Lambda$ - и  $K^0\bar{K}^0$ -пар (вторая частица не зарегистрирована в эффективном объеме камеры), а также из  $K^0$ -мезонов от  $K^0K^-$ - и  $\bar{K}^0K^+$ -пар.

<sup>5)</sup> Мы не обсуждаем ряда других возможных диаграмм, в частности таких, когда  $\pi$ -мезоны рождаются не только в верхней вершине, но и в нижней.

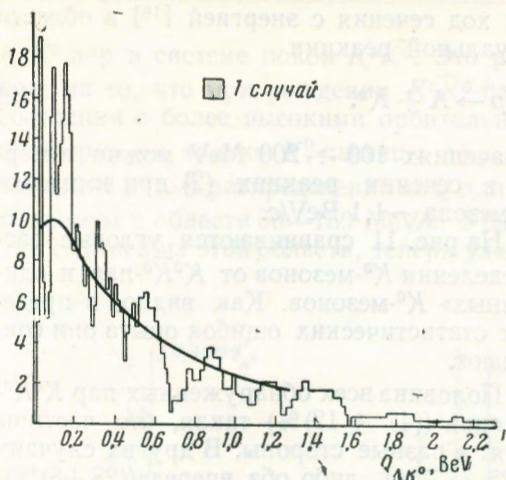


Рис. 6

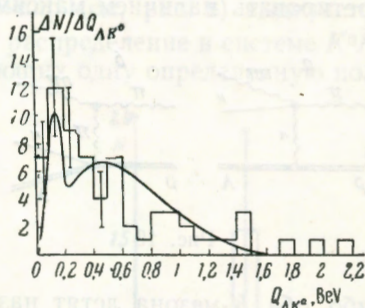


Рис. 7

Рис. 6. Идиограмма значений  $Q$  для  $\Lambda K^0$ -пар. Кривая представляет результат расчета по методу Монте-Карло. (На оси ординат указаны произвольные единицы)

Рис. 7. Гистограмма значений  $Q$  для  $\Lambda K^0$ -пар. Теоретическая кривая, полученная на основании расчета для периферического процесса, нормирована к той же площади

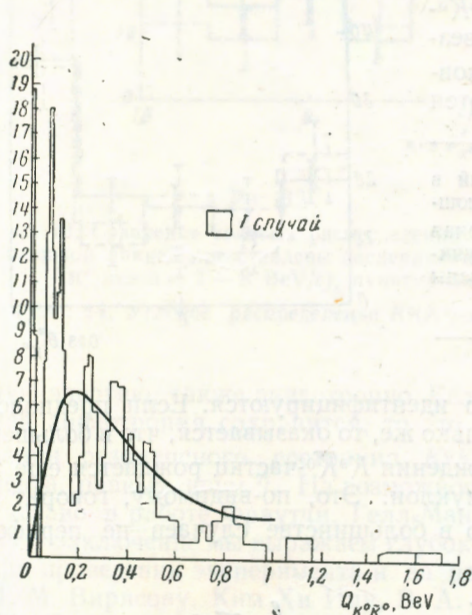


Рис. 8

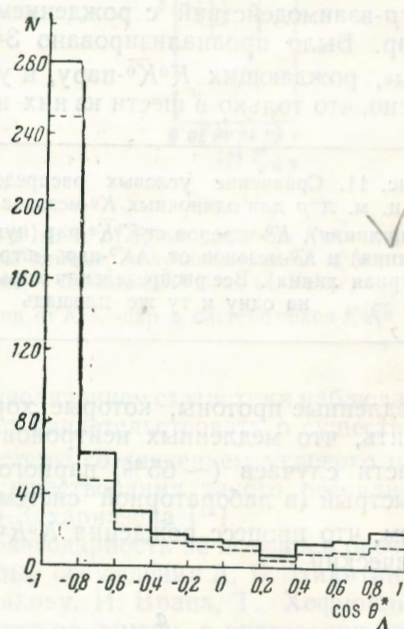


Рис. 9

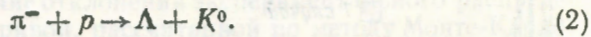
Рис. 8. Идиограмма значений  $Q$  для  $K^0\bar{K}^0$ -пар. Кривая представляет результат расчета по методу Монте-Карло. (На оси ординат указаны произвольные единицы)

Рис. 9. Угловое распределение (в с. п. м.) одиночных  $\Lambda$ -гиперонов, рожденных в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях. При построении учтены поправки на вероятность регистрации в эффективной области камеры (сплошная линия)

Указанием на наличие вклада от диаграммы б является хорошее согласие с экспериментальными данными кривой значений  $Q$  (система  $\Lambda K^0$ ), полученной на основании расчета диаграммы б (см. рис. 7). При проведении расчета <sup>6)</sup> для взаимодействия  $\pi$ -мезона с протоном в нижней вершине

<sup>6)</sup> Этот расчет был сделан И. Патера, которому мы приносим свою глубокую благодарность.

использовался экспериментальный ход сечения с энергией [10] в области максимума этого сечения для виртуальной реакции



Пик в распределении по  $Q$  при значениях 100 ÷ 200 MeV можно интерпретировать наличием максимума в сечении реакции (2) при импульсе  $\pi^-$ -мезона  $\sim 1,1$  BeV/c.

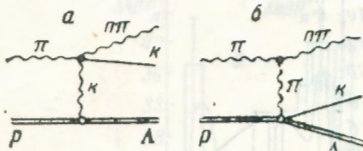


Рис. 10

На рис. 11 сравниваются угловые распределения  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар и одиночных  $K^0$ -мезонов. Как видно, в пределах статистических ошибок опыта они совпадают.

Половина всех обнаруженных пар  $K^0\bar{K}^0$ -мезонов ( $(47 \pm 12)\%$ ) такая, что частицы летят в разные стороны. В других случаях либо оба  $K$ -мезона летят назад ( $(25 \pm 7)\%$ ), либо оба вперед ( $(28 \pm 8)\%$ ). Такое угловое распределение не позволяет предпочесть какую-нибудь диаграмму из ряда возможных (см. рис. 12).

Очень важным для полного анализа процесса рождения  $K^0\bar{K}^0$ -пар является рассмотрение поведения нуклонов из  $\pi$ - $p$ -взаимодействий с рождением  $\bar{K}^0\bar{K}^0$ -пар. Было проанализировано 34 «звезды», рождающих  $K^0\bar{K}^0$ -пару, и установлено, что только в шести из них имеются

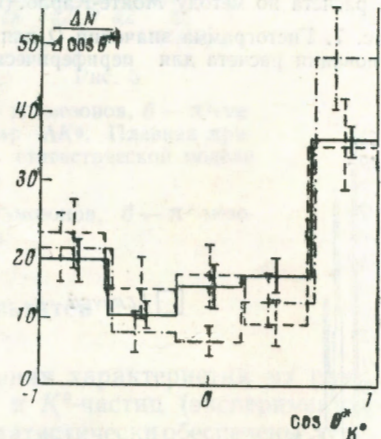


Рис. 11. Сравнение угловых распределений в с. п. м.  $\pi$ - $p$  для одиночных  $K^0$ -мезонов (сплошная линия),  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар (пунктирная линия) и  $K^0$ -мезонов от  $\Lambda\bar{K}^0$ -пар (штрих-пунктирная линия). Все распределения нормированы на одну и ту же площадь

медленные протоны, которые хорошо идентифицируются. Если предположить, что медленных нейтронов столько же, то оказывается, что в большей части случаев ( $\sim 65\%$ ) парного рождения  $K^0\bar{K}^0$ -частиц рождается еще и быстрый (в лабораторной системе) нуклон. Это, по-видимому, говорит о том, что процесс рождения  $K^0\bar{K}^0$ -пар в большинстве случаев не периферический.

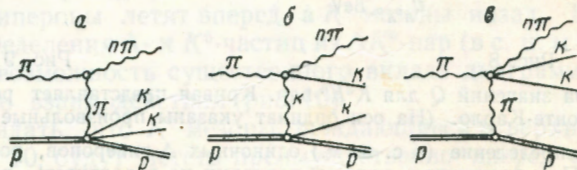


Рис. 12

Сопоставление полученных нами угловых распределений  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар с данными группы ЦЕРН'а, работающей с однометровой пропановой пузырьковой камерой [11], показывает (рис. 13), что эти распределения в пределах статистических ошибок опыта совпадают.

На рис. 14 представлено угловое распределение  $K^0(\bar{K}^0)$ -мезонов от

$K^0\bar{K}^0$ -пар в системе покоя  $K^0\bar{K}^0$ . Это распределение, по-видимому, указывает на то, что при рождении  $K^0\bar{K}^0$ -пар, кроме  $S$ -волны, присутствуют состояния с более высокими орбитальными моментами  $l$ . Поскольку мы регистрируем только  $K_1^0$ -частицы, то могут возникать состояния только с четными  $l$  [12]. В распределении по  $Q$  для  $K^0\bar{K}^0$ -пар (см. рис. 8) выделяется максимум в области 50—150 MeV/c. Угловое распределение в системе  $K^0\bar{K}^0$  для случаев из этой области, теперь уже имеющих одну определенную пол-

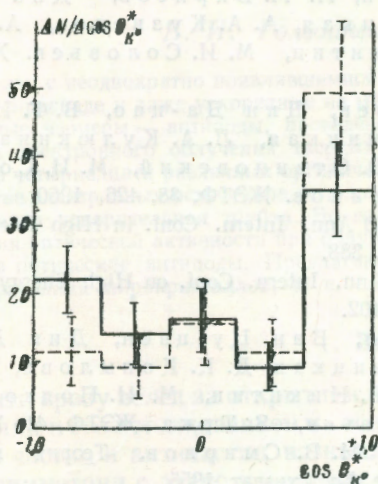


Рис. 13

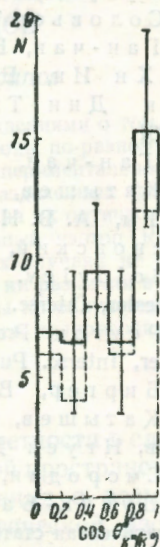


Рис. 14

Рис. 13. Сравнение угловых распределений (в с. ц. м.  $\pi p$ )  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар. Сплошной линией представлены экспериментальные данные, полученные нами (энергия  $\pi$ -мезонов 7—8 BeV/c); пунктирная линия — данные ЦЕРН'а (6 BeV/c)

Рис. 14. Угловое распределение  $K^0(\bar{K}^0)$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар в системе покоя  $K^0\bar{K}^0$

ную энергию, также анизотропно. Если с увеличением статистики наблюдаемая анизотропия сохранится, то это будет свидетельствовать о существовании резонансного состояния  $K^0\bar{K}^0$ -системы со значением углового момента, равным двум<sup>7)</sup>. На возможность существования такого резонанса указано в работе Фраутчи, Гелл-Манна и Захариазена [13].

В заключение мы выражаем глубокую благодарность за помощь в работе при проведении эксперимента и за полезные обсуждения А. В. Никитину, Н. М. Вирясову, Ким Хи Ину, В. А. Белякову, И. Врана, Т. Хофмокло, Чен Лин-янь и группе лаборантов и техников за помощь в проведении эксперимента и измерения.

Мы благодарим также сотрудников Теоретической лаборатории Объединенного института ядерных исследований В. И. Огневского, И. Патера, Б. А. Арбузова, Р. Н. Фаустова за многочисленные дискуссии и обсуждения экспериментального материала и сотрудников расчетного бюро К. Данилову, Е. П. Жидкова, Г. Н. Тентюкову, В. Хлапонину, Л. Шустрову и др. за проведение вычислений. Один из нас (А. Михул) выражает благодарность акад. Х. Хулубей за ценные дискуссии.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
11 апреля 1962 г.

<sup>7)</sup> На это обратил наше внимание В. И. Огневский.

## Литература

- [1] Ван Ган-чан, М. И. Соловьев, Ю. Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41, 1959.
- [2] Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В. И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В. Г. Иванов, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, М. И. Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 40, 464, 1961.
- [3] В. И. Векслер, И. Врана, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, А. К. Михул, Э. К. Михул, Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев, М. И. Соловьев, Т. Хофмоклъ, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ, Д-806.
- [4] Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Н. М. Вирясов, Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, М. И. Соловьев. ЖЭТФ, 40, 732, 1961.
- [5] Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, В. Г. Иванов, Ю. В. Катышев, Е. Н. Кладницкая, Л. А. Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, С. З. Отвиновский, М. И. Соловьев, Р. Сосновский, М. Д. Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426, 1960.
- [6] M. I. Soloviev. Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. in High Energy Physics at Rochester, Intersc. Publ., 1960, стр. 388.
- [7] Ch. Reuget. Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, Intersc. Publ., 1960, стр. 402.
- [8] Н. Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, Ю. В. Катышев, Е. Н. Кладницкая, Д. К. Копылова, В. Б. Любимов, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, М. И. Подгорецкий, Ю. А. Смородин, М. И. Соловьев, З. Трка. ЖЭТФ, 41, 1461, 1961.
- [9] М. В. Дунин-Барковский, Н. В. Смирнов. Теория вероятности и математическая статистика в технике, Гостехиздат, 1955.
- [10] J. Steinberger. Proc. of the 1958 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN.
- [11] Ch. Reuget. The Aix en Provence Intern. Conf. on Elementary Particles, 1961, стр. 103.
- [12] В. И. Огневский, М. И. Подгорецкий, Э. О. Оконов. Препринт ОИЯИ, Р-960.
- [13] S. C. Frautschi, M. Gell-Mann, F. Zachariasen. Preprint.

**A STUDY OF  $\Lambda K^0$  AND  $K^0\bar{K}^0$  PAIR PRODUCTION IN THE INTERACTION BETWEEN 7—8 BeV/c  $\pi^-$ -MESONS AND PROTONS**

*Wang Yun-chang, V. I. Veksler, Du Yuan-chai, E. N. Kladnitskaya,  
A. A. Kuznetsov, A. Mihul, Nguyen Dinh Tu, V. N. Penev,  
E. S. Sokolova, M. I. Soloviev,*

$\Lambda K^0$  and  $K^0\bar{K}^0$  pair production in  $\pi p$ -interactions is studied for  $\pi$ -meson momenta of 7—8 BeV/c. The angular and momentum characteristics of the  $\Lambda$ - and  $K^0$ -particles (in the  $\pi p$  c. m. s.) from the  $\Lambda K^0$  and  $K^0\bar{K}^0$  pairs and also the angular and momentum distributions of  $\pi^\pm$ -mesons accompanying  $\Lambda K^0$  pair production are presented. Data on the magnitude of  $Q$  for the investigated pairs are also presented.