



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2011–31  
ЛДС

А.Н. Алеев, Е.Н. Ардашев, А.Г. Афонин, С.Г. Базиладзе<sup>1</sup>,  
С.Ф. Бережнев<sup>1</sup>, Г.А. Богданова<sup>1</sup>, М.Ю. Боголюбский,  
А.М. Вишневская<sup>1</sup>, В.Ю. Волков<sup>1</sup>, А.П. Воробьев, А.Г. Воронин<sup>1</sup>,  
В.Ф. Головкин, С.Н. Головня, С.А. Горохов, Н.Н. Гришин<sup>1</sup>,  
Я.В. Гришкевич<sup>1</sup>, П.Ф. Ермолов<sup>1</sup>, В.Н. Запольский, Е.Г. Зверев<sup>1</sup>,  
Д.Е. Карманов<sup>1</sup>, В.И. Киреев<sup>2</sup>, А.А. Киряков, В.Н. Крамаренко<sup>1</sup>,  
А.В. Кубаровский<sup>1</sup>, Н.А. Кузьмин<sup>2</sup>, Л.Л. Курчанинов, Г.И. Ланщик<sup>2</sup>,  
А.К. Лефлат<sup>1</sup>, С.И. Лютов<sup>1</sup>, М.М. Меркин<sup>1</sup>, Г.Я. Митрофанов,  
В.С. Петров, Ю.П. Петухов<sup>2</sup>, А.В. Плескач, В.В. Попов<sup>1</sup>, В.М. Роньжин,  
В.Н. Рядовиков, В.А. Сенько, М.М. Солдатов, Л.А. Тихонова<sup>1</sup>,  
Н.Ф. Фурманец<sup>2</sup>, А.Г. Холоденко, Ю.П. Цюпа, Н.А. Шаланда,  
А.И. Юкаев, В.И. Якимчук

## Изучение образования нейтральных каонов в pC-, pSi- и pPb-соударениях при 70 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Протвино 2011

**Аннотация**

Алеев А.Н. и др. Изучение образования нейтральных каонов в pC-, pSi- и pPb-соударениях при 70 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 2011–31. – Протвино, 2011. – 18 с., 8 рис., 6 табл., библиогр.: 22.

В работе представлены результаты по измерению инклюзивных распределений по фейнмановской переменной  $x_F$  и поперечному импульсу для  $K_S^0$ -мезонов в pA-взаимодействиях при 70 ГэВ/с для трех мишеней (C, Si, Pb). Измерения сделаны на спектрометре СВД-2 в области  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$  и  $p_T \leq 2.5$  GeV/c. Изучается A-зависимость сечений  $K_S^0$ -мезонов. Измеренное значение параметра  $\alpha$  в пределах ошибки такое же, как и при больших энергиях. Используя A-зависимость, измеренный выход  $K_S^0$ -мезонов при  $x_F = 0$  сравнивается с выходом  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов в pp-реакции при 70 ГэВ/с. Инклюзивные спектры  $K_S^0$  по продольным и поперечным переменным сравниваются с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD.

**Abstract**

Aleev A.N. et al. A Study of Neutral Kaon Production in pC, pSi and pPb Collisions at 70 GeV/c: IHEP Preprint 2011–31. – Protvino, 2011. – p. 18, figs. 8, tables 6, refs.: 22.

Results for three targets (C, Si, Pb) on inclusive cross sections, Feynman  $x_F$  and transverse momentum distributions for  $K_S^0$ -meson production in 70 GeV/c pA collisions are presented. The measurements were performed by SVD-2 spectrometer in the range  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$  and  $p_T \leq 2.5$  GeV/c. We study the atomic number dependence for the total  $K_S^0$  cross sections. The measured value of  $\alpha$  is the same as at bigger energies. Using the A-dependence, the yield of  $K_S^0$ -mesons at  $x_F = 0$  is compared with  $K^+$ - and  $K^-$ -meson yield in pp reaction at our energy. The measured differential cross sections are presented and compared with FRITIOF and UrQMD model predictions.

## Введение

Основной целью эксперимента SERP-E-184, проводимом на ускорителе У-70, является измерение выхода очарованных частиц в рА-взаимодействиях (А=С, Si, Pb) при импульсе пучка 70 ГэВ/с ( $\sqrt{s}=11.5$  ГэВ) на установке СВД-2[1]. Одной из отличительных черт установки является надежная регистрация распадов  $V^0$ -частиц вблизи вершины первичного взаимодействия. Вершинный детектор (ВД), входящий в состав спектрометра СВД-2, позволяет с точностью  $\sim 250$  мкм измерять координаты вершин распада  $V^0$ -частиц и с достаточно высокой эффективностью реконструировать их распады [2]. Первые результаты по изучению образования очарованных нейтральных  $D^0$ -мезонов опубликованы в работах [3]. Набранная статистика с  $V^0$ -частицами позволяет также провести исследование образования нейтральных странных частиц.

В данной работе представлены результаты исследования выхода  $K^0_S$ -мезонов в реакциях:



Инклюзивное образование  $K^0_S$ -мезонов в рА-соударениях изучалось в ряде экспериментов в интервале энергий до  $\sqrt{s}=41$  ГэВ [4], в более широком интервале энергий изучено образование нейтральных странных мезонов в рр-взаимодействиях [5].

Изучение выхода странных частиц в рА-реакциях и их сравнение с данными в рр-реакциях представляет интерес для изучения влияния ядерной среды на образование странности, тестирования современных моделей. Дополнительной мотивацией изучения выхода странных частиц в рА-реакциях является наблюдаемый в экспериментах повышенный выход странных частиц в АА-столкновениях по сравнению с их выходом в рр-реакциях, что, может быть одним из сигналов проявления кварк-глюонной плазмы [6]. Кроме того, исследования рА-соударений, особенно в той области энергий, где проводятся или планируется проведение экспериментов в ион-ионных пучках, являются полезными для интерпретации результатов АА-взаимодействий. В настоящее время, на ускорителе RHIC BNL проводится программа исследований по поиску критической точки фазового перехода в ионных пучках при  $\sqrt{s}$  от 5 до 15 ГэВ [7], а на ускорителе CERN SPS в области энергий первичного пучка 10-158 АГэВ [8] изучаются протон-ядерные и ядро-ядерные соударения, в том числе СС-, SiSi- и PbPb-реакции.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 описаны процедуры обработки и отбора первичных событий и  $V^0$ -частиц, вычисления эффективностей и сечений. В разделе 2 изучается зависимость сечений от ядра мишени. В разделе 3 представлены полные и дифференциальные сечения реакций (1)–(3), проведено их сравнение с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD, с данными других экспериментов в нашей области энергий. В заключении сформулированы выводы выполненной работы.

## Отбор событий

Исследование реакций (1)–(3) основано на статистике 37 млн. неупругих событий, зарегистрированных в эффективном объеме установки СВД-2 в пучке протонов ускорителя ИФВЭ с импульсом 70 ГэВ/с. Пучок направлен вдоль оси Z, в качестве мишени использовались пластины, изготовленные из углерода (С), кремния (Si) и свинца (Pb). Детальное описание установки и геометрического расположения мишени и детекторов можно найти в работах [3]. На рис. 1 схематически показано расположение детекторов в установке СВД-2.

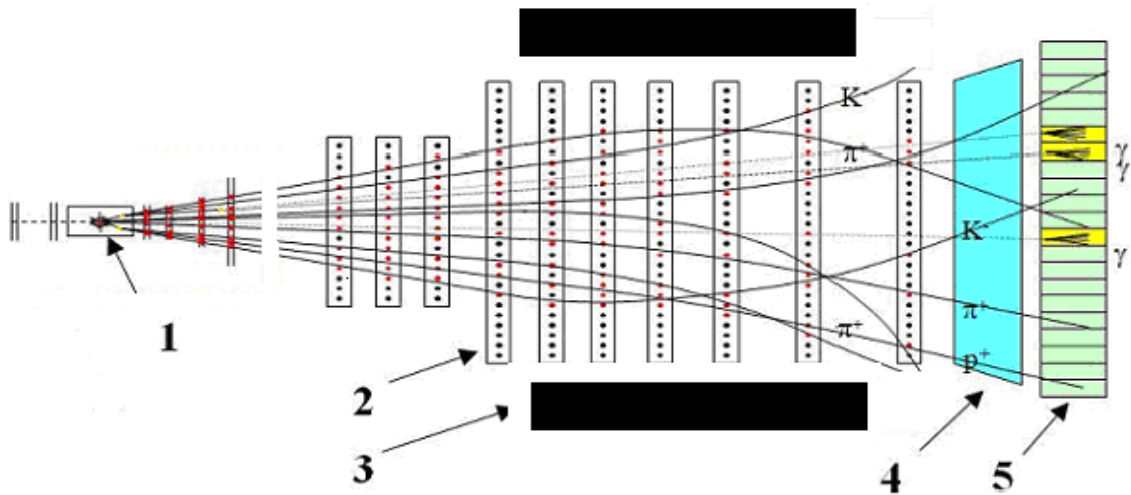


Рис. 1. Схема расположения детекторов СВД-2. 1. Активная мишень. 2. Многопроволочные пропорциональные камеры. 3. Магнит. 4. Многоканальный пороговый черенковский счетчик. 5. Электромагнитный калориметр.

Микроstriповый вершинный детектор, расположенный по направлению пучка протонов перед спектроскопическим магнитом, использовался для выделения вершин распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . В магнитном поле, длина которого составляет 3 м, с напряженностью поля  $B=1.2$  Т в центре магнита, размещена система из 18 плоскостей многопроволочных пропорциональных камер (ПК) с шагом сигнальных электродов 2 мм. Камеры объединены в триплеты с ориентацией проволочек  $UXV$ , где в  $X$ -плоскости проволочки расположены вертикально, а в  $U$  и  $V$  наклонены по отношению к вертикали под углом  $10.5^\circ$ . Рабочая область первого триплета ПК  $1 \text{ м}^2$ , всех других  $1.5 \text{ м}^2$ , что позволяет измерять импульсы заряженных частиц в данном эксперименте с точностью  $\Delta p/p \approx 2\%$  при  $p \leq 10$  ГэВ/с и  $\Delta p/p \sim 3-4\%$  при  $p > 10$  ГэВ/с в широкой апертуре. Расположение плоскостей ВД более подробно показано на рис. 2.

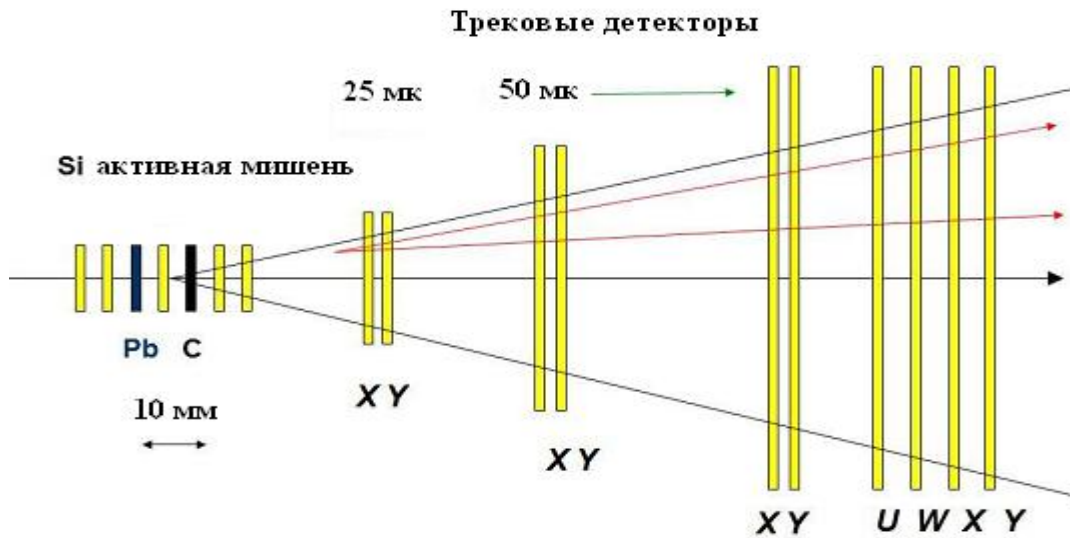


Рис. 2. Схема вершинного детектора.

В состав ВД входят пучковый телескоп (не показан), измеряющий горизонтальную (X) и вертикальную (Y) координаты пучковой частицы, активная мишень (AM), состоящая из пяти кремниевых стриповых детекторов размером  $8 \times 8$  мм и шагом стрипов 1 мм, и двух пассивных пластин из свинца (Pb) и углерода (C), и вершинный телескоп. Стриповые детекторы активной мишени используются в системе триггирования событий. Плоскости вершинного телескопа объединены в три дублета и квадруплет с ориентацией стрипов UWXY. Плоскости X и Y повернуты друг к другу под углом  $90^\circ$ , а плоскости U и W наклонены по отношению к горизонтали под углом  $\pm 10.5^\circ$ . Вершинный детектор обеспечивает измерение координат вторичных вершин на расстоянии вдоль оси Z до 60 мм от первой пластины мишени и до 34 мм для последней пластины мишени с точностью 250 мкм по оси Z. Точность восстановления вершин в поперечной плоскости 30 мкм.

Для обработки исходных экспериментальных данных использовались программы распознавания траекторий заряженных частиц и геометрической реконструкции параметров траекторий (импульсы, заряды, углы вылета). Восстановленные в пространстве ВД треки фитировались прямыми линиями для нахождения координат первичных рА-взаимодействий в мишени и вершин от распада  $V^\circ$ -частиц, распавшихся в эффективном объеме. Эффективный объем определен как расстояние вдоль пучка от пластин

мишени до третьей XY-пары вершинного детектора  $Z(V^0) \leq 60$  мм, что обеспечивает измерение координаты как минимум в трех плоскостях ВД для каждой проекции трека. Найденные в процедуре фитирования  $V^0$ -события с  $\chi^2 \leq 4$ , кандидаты в реакции (1)–(3), использовались для дальнейшего физического анализа. Для уменьшения фона от первичных взаимодействий в мишени и примеси от других распадов дополнительно требовалось, чтобы:

- промах направления импульса  $V^0$ -частицы в пространстве относительно первичной вершины  $\leq 250$  мкм;
- промах направления импульса распадных частиц в пространстве относительно первичной вершины  $\geq 100$  мкм;
- импульс распадных частиц  $\geq 300$  МэВ/с;
- длина пробега  $V^0$ -частицы вдоль оси  $L_{\min} \leq Z \leq L_{\max}$ , где  $L_{\min}$  и  $L_{\max}$  границы эффективного объема. Значения  $L_{\min}$  и  $L_{\max}$  зависят от номера пластины в активной мишени и составляют от 2 до 3.5 мм для  $L_{\min}$  и от 34 до 58 мм для  $L_{\max}$ .
- угол разлета продуктов распада  $V^0$ -частиц  $\geq 7$  mrad;
- распад  $V^0$  удовлетворяет только одной кинематической гипотезе  $K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Распределения отобранных событий по эффективной массе  $M(\pi^+ \pi^-)$  для всех трех мишеней приведены на рис. 3. вместе с результатами фита функцией Брейта-Вигнера. Фит суммой гауссиана и линейным фоном также дает удовлетворительный результат. При этом фон не превышает 2%, а ширина гауссовского распределения  $\sigma \approx 8$  МэВ. Однако лучший результат дает фит функцией Брейта-Вигнера, что можно объяснить негауссовым характером распределения измерительных ошибок эффективной массы. В полосе  $3\sigma$  число событий в сигнале составляет  $5848 \pm 76$ ,  $17357 \pm 132$  и  $11234 \pm 106$  событий для реакций (1)–(3), соответственно. Низкий уровень фона позволяет при вычислении дифференциальных сечений использовать события из полосы  $3\sigma$ , или  $0.482 \leq M(\pi, \pi) \leq 0.506$  МэВ, без вычитания фона.

Дифференциальные сечения, приведённые в главе 3, получены нормировкой чисел первичных неупругих событий эксперимента E-184 на полные неупругие сечения взаимодействия протонов с ядрами C ( $A=12$ ) и Pb ( $A=207.2$ ), измеренные при 60 ГэВ/с

для pC- и pPb-реакций в работе [9]. Для pSi-взаимодействий ( $A=28$ ) полное неупругое сечение вычислено по эмпирической формуле, полученной в работе [10].

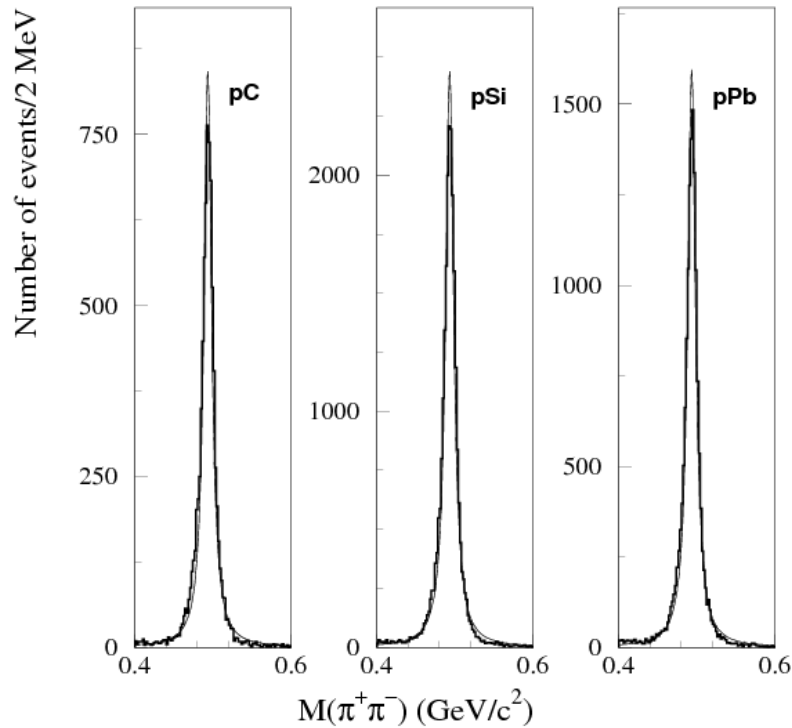


Рис. 3. Спектр эффективной массы системы  $(\pi^+\pi^-)$  для реакций (1)–(3).

Эффективности реконструкции  $V^0$ -частиц в зависимости от фейнмановской переменной ( $\Delta x_f=0.04$ ) и поперечного импульса  $K_S^0$ -мезонов ( $\Delta P_t=50$  МэВ/с) вычислялись с помощью генератора FRITIOF7.02 [11] и программы GEANT3.21 [12]. Детали использования этих программ описаны в работе [2]. Для моделированных данных в программе GEANT3.21 при прохождении частиц через ВД учитывались: размытие заряда по стрипам; шум в каждом канале; обрезание амплитуд, аналогичное дискриминации амплитуд, использованной при наборе данных в эксперименте. При моделировании хитов в ПК учитывались эффективности их срабатывания. Было сгенерировано 1,6 млн. событий с рождением  $K_S^0$  для всех трех реакций. При вычислении сечений  $K_S^0$  учтены также: эффективность триггера, зависящая от числа заряженных частиц в вершине



первичного события взаимодействия и положение пластины активной мишени; вероятность моды распада  $K^0_S$  на заряженные  $\pi$ -мезоны; эффективность пространственной реконструкции  $K^0_S$ -мезонов.

Статистика реакций (1)–(3), значения полных неупругих сечений, используемые для нормировки дифференциальных сечений и светимость, с учётом эффективности триггера, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Статистика, полные неупругие сечения и светимость

Реакция	$N(K^0_S)$	$\sigma_{in}$ , мбн	Светимость мбн <sup>-1</sup>
pC	5848± 76	252± 4	149
pSi	17357± 132	466± 9	124
pPb	11234± 106	1930±50	13

### А-зависимость сечений

Дифференциальные сечения в зависимости от фейнмановской переменной  $x_f$  и поперечного импульса  $p_t$  получены по формуле:

$$d^2\sigma / dx_f dp_t = N(K^0_S) / (L \times \epsilon_1 \times Br \times \Delta x_F \times \Delta p_T), \quad (4)$$

где  $N(K^0_S)$  – число  $K^0_S$ -мезонов в интервале  $x_f \pm \Delta x_F$  и  $p_t \pm \Delta p_T$ ,  $L$  – светимость, поправленная на эффективность триггера,  $\epsilon_1$  – эффективность реконструкции,  $Br$  – вероятность распада  $K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $\Delta x_F$ ,  $\Delta p_T$  – ширины соответствующих интервалов. Аксептанс нашей установки позволяет измерить сечения  $K^0_S$ -мезонов в интервале  $-0.08 \leq x_f \leq 0.4$  и  $p_t \leq 3.0$  ГэВ/с. В этой области сечения реакций (1)–(3)  $19.3 \pm 4.4$  мбн,  $46.3 \pm 6.8$  мбн и  $275.3 \pm 16.6$  мбн, соответственно. Измеренные значения сечений мы сравниваем с предсказаниями моделей FRITIOF7.02 и UrQMD2.3[13]. Сечения, полученные в этих моделях, приведены в табл. 2. При генерации событий использовались установочные значения параметров моделей FRITIOF и UrQMD, кроме величины коэффициента подавления странных кварков  $\lambda_s$  (использован  $\lambda_s=0.2$ ).

Как видно из табл. 2, модели неплохо предсказывают значения инклюзивных сечений  $K^0_S$ -мезонов в области  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ . Однако необходимо отметить, что предсказание UrQMD лучше согласуется с экспериментом для реакции (3). Используя отношение сечений, полученные из моделей FRITIOF и UrQMD для интервалов  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$  и  $-1 \leq x_F \leq 1$  и экспериментальное значение сечений в первом интервале, была получена оценка полных сечений реакций (1)–(3) для всей кинематической области. Эти сечения также приведены в табл. 2.

Таблица 2. Инклюзивные сечения  $K^0_S$ -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$  и полные инклюзивные сечения в сравнении с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD

Реакция	Сечение $K^0_S$ -мезонов в интервале $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ (мбн)	Полное сечение $K^0_S$ -мезонов (мбн)
$pC \rightarrow K^0_S + X$	эксперимент $19.3 \pm 4.4$	$26.2 \pm 5.1$
	FRITIOF 22.5	34.4
	UrQMD 21.5	26.2
$pSi \rightarrow K^0_S + X$	эксперимент $46.3 \pm 6.8$	$60.9 \pm 7.8$
	FRITIOF 45.5	72.5
	UrQMD 48.4	60.6
$pPb \rightarrow K^0_S + X$	эксперимент $275.3 \pm 16.6$	$341.2 \pm 18.4$
	FRITIOF 223.6	400.0
	UrQMD 274.3	395.8

Зависимость сечений от атомного веса ядра-мишени аппроксимируется формулой

$$\sigma(pA) = \sigma(pp) \times A^\alpha, \quad (5)$$

где  $\sigma(pA)$  – инклюзивное сечение  $K^0_S$ -мезонов в  $pA$ -реакции,  $A$  – атомный вес ядра мишени;  $\sigma(pp)$  – сечение  $K^0_S$ -мезонов в  $pp$ -реакции и  $\alpha$  – фитируемый параметр. На рис. 4 показана  $A$ -зависимость полных сечений  $K^0_S$ -мезонов для реакций (1)–(3) при 70 ГэВ вместе с данными для  $pp$ -взаимодействий [14].

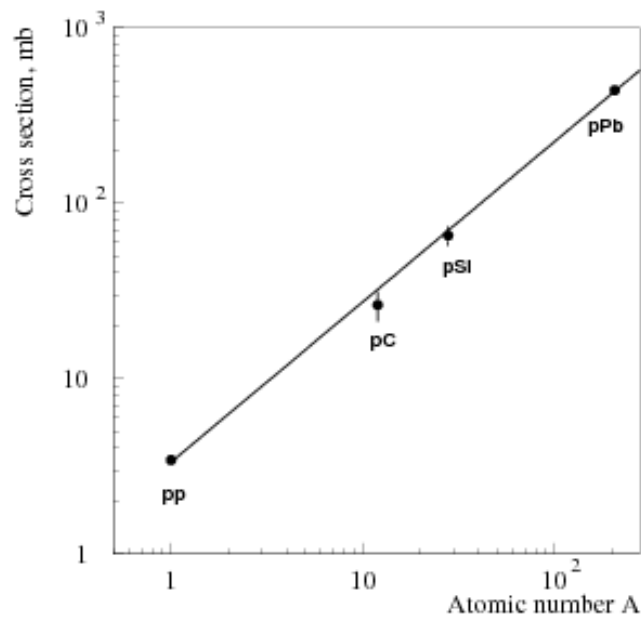


Рис. 4. А-зависимость полных сечений  $K_S^0$ -мезонов для реакций (1)–(3) при 70 ГэВ/с. Сплошная линия – фит данных формулой (5).

Изучение А-зависимости полных неупругих сечений рА-реакций показывает, что параметр  $\alpha$  слабо зависит от энергии и при нашей энергии равен  $0.72 \pm 0.01$  [15]. А-зависимость инклюзивных сечений  $K_S^0$ -мезонов изучалась в эксперименте на установке HERA-B для рА-взаимодействий при 920 ГэВ, где  $\alpha = 0.957 \pm 0.013$  [4], и в эксперименте на спектрометре EHS для  $K^+A$ - и  $\pi^+A$ -реакций при 250 ГэВ, где  $\alpha(K^+A) = 0.882 \pm 0.043$  и  $\alpha(\pi^+A) = 0.979 \pm 0.034$  [16]. Фит полных сечений реакций (1)–(3) при 70 ГэВ/с дает значения для параметров  $\sigma(pp) = 3.33 \pm 0.24$  мбн и  $\alpha = 0.913 \pm 0.017$ . Величина  $\sigma(pp)$  в пределах ошибки согласуется с измеренным значением  $\sigma(pp) = 3.43 \pm 0.24$  мбн при 69 ГэВ/с [16], а параметр наклона  $\alpha$  для  $K_S^0$ -мезонов хорошо согласуется с результатами экспериментов при 250 и 920 ГэВ. Такое же значение наклона  $\alpha(pA) = 0.913 \pm 0.172$  получено при фите сечений реакций (1)–(3), измеренных внутри аксептанса нашей установки. В этом случае  $\sigma(pp) = 2.12 \pm 1.82$  мб ( $\chi^2/NDF = 0.15$ ).

## Дифференциальные сечения

В данном разделе представлены дифференциальные сечения  $K^0_S$ -мезонов в зависимости от фейнмановской переменной  $x_F$  и поперечного импульса для реакций (1)–(3). Приведенные в таблицах и на всех рисунках значения ошибок учитывают только статистические неопределенности.

Неинвариантные дифференциальные сечения  $d\sigma/dx_F$  приведены в табл. 3 и представлены на рис. 5 в сравнении с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD.  $K^0_S$ -мезоны преимущественно образуются в центральной области ( $x_F \approx 0$ ) во всех изучаемых реакциях,  $d\sigma/dx_F$ -спектры для этих реакций отличаются друг от друга, в основном, нормировкой. Предсказания модели FRITIOF систематически выше измеренных сечений при  $x_F \geq 0.1$  и недооценивают измеренные значения сечений в центральной области при  $0.0 \leq x_F \leq 0.1$ . Гораздо лучше с данными согласуются предсказания транспортной модели UrQMD. Для реакций (1)–(2) предсказания UrQMD хорошо согласуются с данными для  $-0.04 \leq x_F \leq 0.4$ , а для реакции (3) модель прекрасно описывает измеренный  $d\sigma/dx_F$ -спектр во всей области значений  $x_F$ . Модель UrQMD, также как и модель FRITIOF, использует Лундскую фрагментационную схему, но, в отличие от модели FRITIOF, учитывает внутриядерные перерасеяния частиц. Как видно, учет этих эффектов значительно улучшает согласие с экспериментом.

**Таблица 3.** Дифференциальные инклюзивные сечения в зависимости от фейнмановской переменной  $x_F$   $K^0_S$ -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области  $0 < p_t^2 < 5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>

Интервал $x_f$	Сечение $d\sigma/dx_f$ , мбн.		
	pC	pSi	pPb
-0.08 – 0.06	3.10±1.76	18.6±4.3	298±17
-0.06 – 0.04	23.8±4.9	60.5±7.8	2638±51
-0.04 – 0.02	99.3±10.0	131.1±11.6	1520±39
-0.02 – 0.0	134.2±11.6	364.9±19.1	3025±55
0.0 0.02	164.5±12.8	417.6±20.4	1993±47
0.02 0.04	159.1±12.6	344.0±18.5	1851±43
0.04 0.06	126.3±11.2	350.5±18.7	770±28
0.06 0.08	91.2±9.5	242.7±15.6	547±23
0.08 0.10	58.2±7.6	141.3±11.9	430±21
0.10 0.12	38.0±6.2	93.7±9.7	194±14
0.12 0.16	19.8±4.5	41.3±6.4	131±11
0.16 0.20	8.2±2.9	19.9±4.5	59.2±7.7
0.20 0.24	2.7±1.6	7.8±2.8	19.2±4.4
0.24 0.32	0.90±0.94	1.9±1.4	11.2±3.4
0.32 0.40	0.24±0.48	0.51±0.71	4.48±2.4

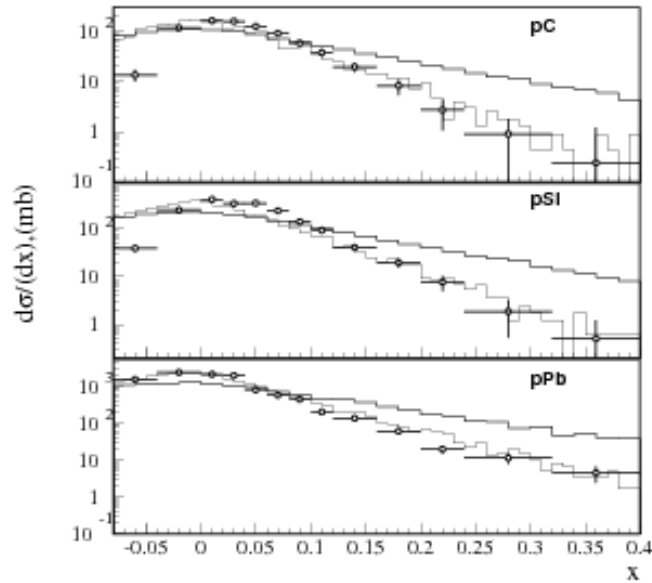


Рис. 5. Дифференциальные сечения в зависимости от переменной  $x_F$ . Толстые (тонкие) сплошные линии – предсказания моделей FRITIOF(UrQMD).

Выход  $K_S^0$ -мезонов в центральной области можно сравнить с выходом заряженных  $K^-$  и  $K^+$ -мезонов при 70 ГэВ/с. В ИФВЭ на установке ФОДС[17] были измерены сечения  $K^-$  и  $K^+$ -мезонов в pp-взаимодействиях под углом вылета каонов в лабораторной системе 160 мрад (или  $90^\circ$  в с.д.м.), что соответствует  $x_F \approx 0$ , для области поперечного импульса  $0.48 \leq p_T \leq 2.21$  ГэВ/с. В работе [18] была сделана экстраполяция этих сечений на всю область  $p_T$  и получена оценка значений инвариантных функций  $F(x) = (2E^* / \pi \sqrt{s})(d\sigma/dx_F)$  для pp-реакции в центральной области:  $F(K^+, x_F=0) = 0.549$  мбн и  $F(K^-, x_F=0) = 0.322$  мбн. Для сравнения с этими данными мы вычислили инвариантное сечение  $K_S^0$ -мезонов для реакций (1)–(3) в центральной области ( $-0.05 \leq x_F \leq 0.05$ ). Используя формулу (5) и усредняя данные реакций (1)–(3) было получено значение функции  $F(K_S^0, x_F=0) = 0.561 \pm 0.020$  мбн для pp-взаимодействий. Видно, что в пределах ошибок выход  $K_S^0$ -мезонов при  $x_F=0$  согласуется с измеренным на установке ФОДС выходом заряженных  $K^+$ -мезонов при 70 ГэВ/с и превышает выход  $K^-$ -мезонов.

Как отмечено в работах [19], спектры каонов по поперечному импульсу незначительно искажаются из-за распадов резонансов и внутриядерных каскадных взаимодействий и, следовательно, хорошо отражают динамику термального движения странных частиц в поперечном направлении. Распределения  $d\sigma/dp_T$  для  $K_S^0$ -мезонов в реакциях (1)–(3) показаны на рис. 6. В интервале  $0 < p_T < 3$  ГэВ/с поперечные  $d\sigma/dp_T$ -спектры хорошо описываются зависимостью небольшого типа (функция Тсаллиса [20]):

$$d\sigma/dp_T = C(n-1)(n-2) p_T \times [1 + (m_T - m_0)/nT]^{-n} / nT[nT + m_0(n-2)], \quad (6)$$

где  $m_T$  – поперечная масса,  $m_0$  – масса  $K_S^0$ -мезонов. Наилучшие значения фитируемых параметров  $T$  и  $n$ , определяющих форму спектров, и нормировочного коэффициента  $C$  даны в табл. 4.

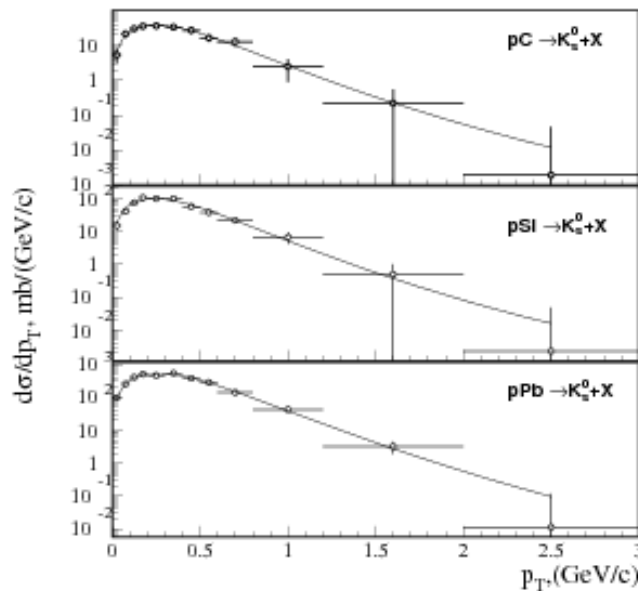


Рис. 6. Дифференциальные сечения в зависимости от  $p_T$ . Линии – результат фита формулой (6).

Таблица 4. Результаты фита  $d\sigma/dp_T$ -спектра для  $K_S^0$ -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$  формулой (6).

Реакция	$C$	$T$ , МэВ/с	$n$	$\chi^2/NDF$
pC	$19.6 \pm 1.5$	$107 \pm 15$	$10.6 \pm 6.3$	1.8/9
pSi	$48.4 \pm 2.3$	$100 \pm 8$	$11.2 \pm 4.7$	7.9/9
pPb	$278.6 \pm 5.7$	$116 \pm 4$	$13.9 \pm 3.0$	21.6/9

Распределения  $d\sigma/dp_T^2$  по квадрату поперечного импульса  $K_S^0$ -мезонов в реакциях (1)–(3) приведены в табл. 5 и показаны на рис. 7. Из рис. 6 следует, что простая экспоненциальная параметризация  $A \times \exp(B \times p_T^2)$  не обеспечивает описание  $d\sigma/dp_T^2$  для реакций (1)–(3) во всей области  $p_T^2$ . Однако в области малых значений  $p_T^2 \leq 0.8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> спектры хорошо описываются одной экспонентой  $A \times \exp(-B \times p_T^2)$ , результат фита показан для реакций (1)–(2) на рис. 6. Полученные значения параметров наклона для реакций (1)–(3)  $5.56 \pm 0.57$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>,  $6.82 \pm 0.43$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> и  $5.60 \pm 0.14$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> в пределах ошибок согласуются с аналогичным параметром  $B = 6.5 \pm 0.6$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>, измеренным в эксперименте NA35 в pAu-взаимодействиях при 60 ГэВ [21]. и слегка превышают значение аналогичного параметра  $B = 4.64 \pm 0.24$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> в pp-взаимодействиях при 69 ГэВ/с, измеренного в таком же интервале  $p_T^2$  [14].

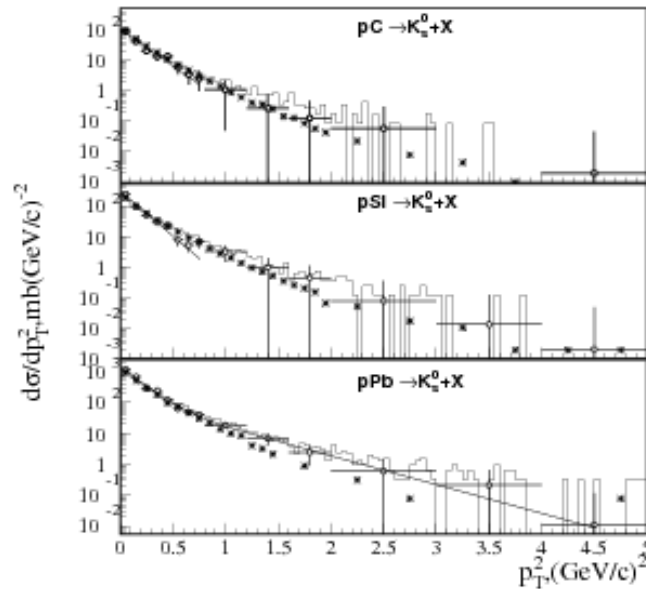


Рис. 7. Зависимость дифференциальных сечений от квадрата поперечного импульса  $p_T^2$ . Линии – результат фита простой экспонентой данных для реакции (1)-(2) и суммой двух экспонент данных реакции (3) (см. текст). Гистограмма, показанная тонкими линиями – предсказание модели UrQMD, звездочками - предсказание модели FRITIOF.

При  $p_T^2 > 0.8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, как видно на рис. 7, в спектрах имеются хвосты, которые могут быть обусловлены внутриядерными каскадными перерасеяниями каонов.

Во всей области  $p_T^2$  для реакции (3) сечение хорошо описывается суммой двух экспонент  $A_1 \exp(-B_1 \times p_T^2) + A_2 \exp(-B_2 \times p_T^2)$ . Наилучшие значения параметров для  $p_T^2$ -спектра для реакции (3) следующие:  $A_1 = 1482 \pm 63$  (ГэВ/с) $^{-2}$ ,  $B_1 = 6.93 \pm 0.44$  (ГэВ/с) $^{-2}$ ,  $A_2 = 135 \pm 53$  (ГэВ/с) $^{-2}$ ,  $B_2 = 2.14 \pm 0.35$  (ГэВ/с) $^{-2}$  и  $\chi^2/\text{NDF} = 28.7/10$ .

Из рис. 7 видно, что обе модели в пределах ошибок хорошо описывают поведение  $p_T^2$ -спектров в зависимости от  $p_T^2$  в области малых  $p_T^2$ .

Таблица 5. Дифференциальные инклюзивные сечения  $K_S^0$ -мезонов в зависимости от  $p_T^2$  в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области  $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$

Интервал $p_T^2$ , (ГэВ/с) $^2$	$d\sigma/d p_T^2$ , мбн/(ГэВ/с) $^2$		
	PC	pSi	pPb
0 – 0.1	45.4±6.7	274.0±16.0	1037.0±32.0
0.1 – 0.2	44.0±6.6	103.1±10.1	548.6±23.4
0.2 – 0.3	31.3±5.6	64.3±8.0	278.2±16.6
0.3 – 0.4	20.8±4.6	32.9±5.7	193.6±13.9
0.4 – 0.5	21.6±4.6	22.7±4.7	115.8±10.8
0.5 – 0.6	7.8±2.8	12.1±3.5	69.1±8.3
0.6 – 0.7	5.7±2.4	8.8±3.0	44.4±6.7
0.7 – 0.8	5.4±2.3	6.9±2.6	34.6±4.8
0.8 – 1.2	2.3±1.5	3.4±1.8	18.5±4.3
1.2 – 1.6	0.31±0.55	1.3±1.1	7.12±2.65
1.6 – 2.0	0.07±0.26	0.45±0.67	2.1±1.46
2.0 – 3.0	0.023±0.15	0.097±0.31	0.52±0.59
3.0 – 4.0		0.013±0.11	0.35±0.85
4.0 – 5.0	0.001±0.034	0.002±0.04	0.007±0.085

В настоящее время в литературе [22] активно обсуждается энергетическая зависимость эффективной температуры различных адронов в pp- и ион-ионных взаимодействиях, извлекаемой из фита спектров по поперечной массе.

Для нашей энергии температура  $K_S^0$ -мезонов измерена в pp-эксперименте и равна  $T(\text{pp}) = 148.3 \pm 10.5$  МэВ. Для сравнения с результатом pp-эксперимента мы измерили температуру каонов в той же кинематической области по поперечному импульсу и быстроте.

На рис. 8 приведены дифференциальные спектры каонов для  $p_T \leq 0.945$  ГэВ/с и быстроты в системе центра масс  $0 \leq y \leq 2.4$  в зависимости от разницы между поперечной



массой нейтральных каонов и их массой. Эти спектры для всех реакций хорошо описываются выражением  $(1/m_T) \times dn/dm_T = A \exp(-m_T/T)$  в интервале  $0 \leq m_T \leq 0.6$  ГэВ. Получены следующие результаты  $T(pC) = 119 \pm 10$  МэВ,  $T(pSi) = 132 \pm 6$  МэВ и  $T(pPb) = 128 \pm 3$  МэВ. Среднее взвешенное значение равно  $T(pA) = 128 \pm 3$  МэВ. В области малых значений  $m_T - m_0 \leq 0.25$  ГэВ,  $T(pA) = 117 \pm 3$  МэВ, при  $m_T - m_0 > 0.25$  ГэВ температура возрастает  $T(pA) = 137 \pm 8$  МэВ.

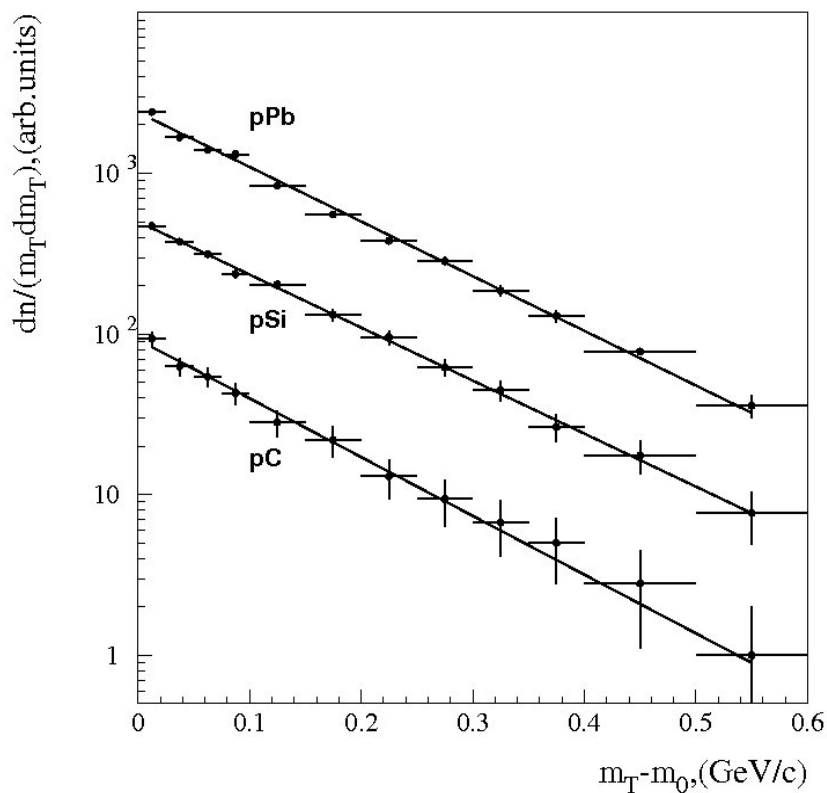


Рис. 8. Дифференциальные спектры каонов в зависимости от разницы между поперечной массой нейтральных каонов и их массой покоя. Линии – результат фита.

Измеренные в эксперименте дифференциальные сечения  $K^0_S$ -мезонов в зависимости от быстроты в с.ц.м.  $u^*$  приведены в табл. 6.

Таблица 6. Дифференциальные инклюзивные сечения  $K^0_S$ -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в зависимости от быстроты в с.ц.м.

Интервал $y$	$d\sigma/dy$ , мбн.		
	pC	pSi	pPb
-1.0 – 0.4	0.38±0.61	33.8±5.8	53.±7.
-0.4 – 0.2	7.0±2.6	87.3±9.3	334±18.
-0.2 – -0.1	9.4±8.3	167.4±12.9	957±31
-0.1 – 0.	12.0±10.6	458.2±21.4	1842±43
0. – 0.1	16.6±11.5	405.2±20.1	2283±48
0.1 – 0.2	16.0±11.1	360.0±19.0	2194±47
0.2 – 0.3	15.3±9.6	320.1±17.9	1452±38
0.3 – 0.4	12.7±8.0	200.5±14.2	1061±32
0.4 – 0.6	10.8±6.7	145.1±12.0	812±28
0.6 – 0.8	5.9±5.1	91.9±9.6	438±21
0.8 – 1.0	3.2±3.8	41.7±6.5	204±14
1.0 – 1.6	0.84±2.3	20.0±4.5	88±9
1.6 – 2.4	0.04±1.	8.59±2.93	31±5

## Заключение

Из исследования инклюзивного образования нейтральных  $K^0_S$ -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с и сравнения измеренных сечений с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD, а также с экспериментальными данными при той же энергии для pp-взаимодействий и с данными для протон-ядерных взаимодействий при других энергиях можно сделать следующие выводы:

1. Параметр наклона A-зависимости полных инклюзивных сечений  $K^0_S$ -мезонов равен  $\alpha=0.913\pm 0.017$  и, в пределах ошибок, совпадает с параметрами наклона при больших энергиях.

2. Сравнение дифференциальных инклюзивных сечений  $K^0_S$ -мезонов по переменной  $x_f$  с результатами pp-взаимодействий из работы [18] показывает, что при 70 ГэВ/с выход  $K^0_S$ -мезонов, в пределах ошибок, равен выходу заряженных  $K^+$ -мезонов и превышает выход  $K^-$ -мезонов.

3. Дифференциальные инклюзивные сечения  $K^0_S$ -мезонов в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  хорошо описываются функцией Тсаллиса.

4. Дифференциальные инклюзивные сечения  $K^0_S$ -мезонов для реакций (1)–(3) по переменной  $p_T^2$  в области малых значений  $p_T^2 \leq 0.8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> описываются одной

экспонентой с близкими параметрами наклона, в пределах ошибок согласующимися с аналогичными параметрами в рAu- и рр-взаимодействиях при близких энергиях.

5. Сравнение дифференциальных сечений  $d\sigma/dx_F$  и  $d\sigma/dp_T^2$  для  $K_S^0$ -мезонов с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD показывает, что выход  $K_S^0$ -мезонов в зависимости от  $x_F$  очень хорошо согласуется с предсказаниями модели UrQMD, учитывающей каскадные внутриядерные перерассеяния частиц. Заметно хуже  $d\sigma/dx_F$ -спектры описывается моделью FRITIOF. Дифференциальные сечения  $d\sigma/dp_T^2$  для  $K_S^0$ -мезонов согласуются с предсказаниями обеих моделей во всей области  $p_T^2$ .

6. Из фита спектров по поперечной массе не обнаружено заметных различий в температуре  $K_S^0$ -мезонов для реакций (1)–(3) при  $m_T - m_0 < 0,6$  ГэВ.

Авторы признательны руководству ГНЦ ИФВЭ за поддержку в проведении исследований, персоналу ускорительного подразделения и отдела пучков за эффективную работу У-70 и канала 22.

Работа была поддержана грантами РФФИ 06.02.16954 и 09.02.00445.

## Список литературы

- [1] Е.Н.Ардашев и др., Препринт ИФВЭ 96-98, Протвино, 1996.  
(<http://web.ihep.su/library/pubs/ps/96-98.pdf>)
- [2] Е.Н.Ардашев и др., Препринт ИФВЭ 2009-9, Протвино, 2009.  
(<http://web.ihep.su/library/pubs/ps/2009-09.pdf>)
- [3] Е.Н. Ardashev et al, Instrum.Exp.Tech.v.50: p. 646-663, 2007.  
А.П. Воробьев и др., Препринт ИФВЭ 2008-17, Протвино, 2008.  
(<http://web.ihep.su/library/pubs/ps/2008-17.pdf>)  
V. Riadovikov (On behalf of the SVD-2 Collaboration), Доклад на Международной Конференции XXXIX Int. Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD-2009) (г. Гомель, Белоруссия, с 03.09.09 по 11.09.09). (*arXiv:1004.3676*)  
Е.Н. Ардашев и др., Ядерная Физика, 2010, т.73, №9, с.1585-1596. (*arXiv:0803.3313*)  
Е.Н. Ардашев и др., Препринт ИФВЭ 2010-2 ЛДС, Протвино, 2010.  
(<http://web.ihep.su/library/pubs/ps/2010-02.pdf>)  
Е.Н. Ардашев и др., Ядерная Физика, 2011, т.74, №2, с.342-349. (*arXiv:1106.1563*)

- [4] I.Abt et al., Eur.Phys.J. C61(2009)207.
- [5] CMS Collaboration :“Strange Particle Production in pp collisions at  $\sqrt{s}=0.9$  and 7 TeV”.  
ALICE Collaboration :Eur.Phys. C71(3),(2011)1594.
- [6] Rafelski and B.Muller, Phys.Rev.Lett., 48(1982)1066.  
J.Rafelski and B.Muller, Phys.Rev.Lett., 56(1986)2324.  
P.Koch, B.Muller and J.Rafelski, Phys.Rep., 142(1986)167.
- [7] G.S.F.Stephans, J.Phys.G.Part.Phys. 32(2006)S447- S453.
- [8] J.Dainton et al., CERN-SPSC-2005-010, SPS-M-730(2005).
- [9] Y.Gorin et al., Soviet J.Nucl.Phys. 18(1974)173.
- [10] J.R.Letaw, R.Silberberg and C.H.Tsao, The Astrophysical J.Suppl. Series 51(1983)271.
- [11] H.Pi, Comp.Phys.Comm. 71, (1992)173.
- [12] GEANT3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [13] S.A.Bass et al., Prog.Part.Nucl.Phys. 41(1998)225.  
M.Bleicher et al., J.Phys. G25(1999)1859.
- [14] V.V.Ammosov et al., Nucl.Phys. B115, (1976)269.
- [15] G.Giacomelli, Romanian Reports in Physics, Vol.60, No.2 (2008)193.
- [16] F.Botterweck et al., Z.Phys.C55(1992)373.
- [17] V.V.Abramov et al., Nucl.Phys. B173, (1980)348.
- [18] T.Anticic et al., CERN-PH-EP/2009-029 .
- [19] S.Bass and A.Dimitru, Phys.Rev. C61, 064909(2000).
- [20] C.Tsallis, J.Statist.Phys.,52,479(1988).
- [21] A.Bamberger et al., Z.Phys. C43(1989)25.
- [22] S.V.Afanasiev et al., (NA49 Collab.) Phys.Rev. C66, 054902(2002).  
L.Ahle et al., (E866 and E917 Collab.) Phys.Lett. B490, (2000)53.

*Рукопись поступила 13 октября 2011 г.*

А.Н. Алеев и др.

Изучение образования нейтральных каонов в pC-, pSi- и pPb-соударениях при 70 ГэВ/с.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

---

Подписано к печати 29.12.2011. Формат 60 × 84/16.      Офсетная печать.

Печ. л. 1,37. Уч.- изд. л. 1,92.      Тираж 100.      Заказ 32.      Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2011-31, ИФВЭ, 2011

---