

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 86-54
ОЭИПК(SERP-E-133)

А.Г.Томадзе^{*}), В.А.Уваров, П.В.Шляпников

СИСТЕМАТИКА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСАМ
И АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В ИНКЛУЗИВНЫХ K^+p -РЕАКЦИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

Серпухов 1986

Аннотация

Томарадзе А.Г., Уваров В.А., Шляпников П.В. Систематика распределений по поперечным импульсам и азимутальные корреляции в инклюзивных K^+p -реакциях при 32 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 86-54, SERP-E-133.- Серпухов, 1986. - 12 с., 3 рис., библиогр.: 21 назв.

Проанализированы экспериментальные данные по полным сечениям, спектрам по поперечным импульсам и азимутальным корреляциям в одно- и двухчастичных инклюзивных K^+p -реакциях при 32 ГэВ/с, проведено их сравнение с лундской кварковой моделью, обсуждаются модификации модели, необходимые для описания экспериментальных данных.

Abstract

Shliapnikov P.V., Tomaradze A.G., Uvarov V.A. Systematics in the Transverse Momentum Distributions and Azimuthal Correlations in the Inclusive K^+p Reactions at 32 GeV/c: IHEP Preprint 86-54, - SERP-E-133. - Serpukhov, 1986. - p. 12, figs. 3, refs.: 21.

Experimental data on total cross-sections, transverse momentum spectra and azimuthal correlations are presented and compared with the Lund quark model. Modifications in the model required for the description of the experimental data are discussed.

При анализе данных по инклюзивным реакциям, полученных в ходе проведения высокостатистического K^+p -эксперимента при 32 ГэВ/с на камере "Мирабель", было показано^{/1-9/}, что лундская кварк-фрагментационная модель^{/10/} очень неплохо описывает большую совокупность экспериментальных результатов. При этом в программу Лунд-Монте-Карло (ЛМК) потребовалось внести только два существенных изменения по сравнению с опубликованной версией^{/11/}: запретить процесс рекомбинации обоих валентных кварков первичного K^+ в K^{*+} (890) (эта проблема подробно обсуждалась в работах^{/2-4/}) и модифицировать распределения по поперечным импульсам (см., например, работы^{/1-5/}, а также^{/12/}).

Проблема с распределениями по поперечным импульсам состоит в том, что экспериментальные распределения оказались существенно более пологими, чем это следует из оригинальной версии ЛМК, в которой предполагается гауссовское распределение морских кварков по p_T со среднеквадратичным отклонением $\sigma_p = 0,44$ ГэВ/с^{/11/}. Для улучшения согласия модели с экспериментальными данными были предложены две следующие модернизации. Первая из них^{/1,2,4/} состояла в простом увеличении σ_p в ЛМК до значения $\sigma_p = 0,62$ ГэВ/с. Вторая^{/5-9,12/} заключалась во введении случайного поворота K^+ -мезонной (протонной) струны относительно направления сталкивающихся частиц в с.п.и. на угол, задаваемый распределением $d\phi/d\phi_T^2 \sim \exp(-a\phi_T^2)$, где p_T - суммарный поперечный импульс струны, а a - параметр. Соответствующие две версии ЛМК назовем здесь ЛМК1 и ЛМК2. В ЛМК2, использованном в работах^{/5-9,12/}, параметр $\sigma_p = 0,44$ ГэВ/с, а параметр $a = 4$ (ГэВ/с)⁻².

В настоящей статье мы вновь возвращаемся к анализу инклюзивных распределений по поперечным импульсам и их сравнению с ЛМК в

свете всех полученных в K^+ p-эксперименте данных, а также впервые представляем данные по азимутальным корреляциям.

Чувствительность эксперимента, в котором получено и обработано 1 млн снимков, составляет около 27 событий/мкб. С подробностями его проведения и методикой обработки данных можно ознакомиться в работе^{1/}.

Полное число сгенерированных по ЛМК событий (200 тыс.) отнормировано на измеренное в эксперименте полное неупругое сечение недифракционных событий $(13,31 \pm 0,26 \text{ мб})^{13,14/}$. В рассматриваемой здесь версии ЛМК2 в отличие от работ^{5-9,12/} мы зафиксировали параметр b_p при значении 0,48 ГэВ/с, что соответствует последним экспериментальным результатам, полученным при проверке КХД в e^+e^- -аннигиляции^{15/}, а параметр a на основании анализа всех данных в этом эксперименте выбрали равным 3 (ГэВ/с)^{-2} .

В обеих версиях ЛМК1 и ЛМК2 запрещен процесс рекомбинации обоих валентных кварков K^+ в $K^{*+}(890)$, а параметр подавления моря странных кварков взят равным 0,27. Заметим здесь, что версия ЛМК2 базируется на предположении об универсальности процессов адронизации в мягких и жестких соударениях (одинаковые b_p). Что же касается увеличения $\langle p_T^2 \rangle$ у вторичных частиц в адрон-адронных взаимодействиях по сравнению с e^+e^- -аннигиляцией, то оно введено в ЛМК2 таким способом, что его естественно связать с рассеянием первичных партонов при небольших q^2 , которое и приводит к разделению цвета и натягиванию цветных струн между валентными кварками сталкивающихся частиц. Естественность такой концепции делает версию ЛМК2 более предпочтительной в феноменологическом плане по сравнению с ЛМК1.

В табл. I скомпилированы измеренные в эксперименте полные инклюзивные сечения ряда реакций, которые сравниваются с предсказываемыми значениями в ЛМК1 и ЛМК2. Как уже отмечалось нами ранее^{1/}, глобальный успех модели, описывающей сечения, меняющиеся на четыре порядка от десятков миллибарн для пионов до нескольких микробарн для Σ^- , не вызывает сомнения. Изменения в характере зависимостей от поперечного импульса оказывают очень небольшое влияние на значения предсказываемых полных инклюзивных сечений: в ЛМК1 и ЛМК2 они заметно отличаются только для антибарионов^{ж)}.

ж) Это же справедливо и в отношении инклюзивных спектров частиц по продольным переменным, которые несильно отличаются в ЛМК1 и ЛМК2.

Такие же выводы, за отдельными исключениями, следует из сопоставления модели с измеренными полными сечениями двухчастичных инклюзивных реакций^{4,6-9/}, включая те из них, в которых под одной или даже под обеими частицами понимается резонанс^{4,8/}.

В табл.2а скомпилированы параметры экспоненциальных наклонов, полученные в результате аппроксимации измеренных в эксперименте инклюзивных спектров частиц по квадрату поперечного импульса $d\sigma/dp_T^2$ одной экспонентой $a \exp(-bp_T^2)$ или суммой двух экспонент $a \exp(-bp_T^2) + c \exp(-dp_T^2)$. В ней же приведены результаты такой же аппроксимации спектров $d\sigma/dp_T^2$, сгенерированных по ЛМК1 и ЛМК2. В табл. 2б такие же результаты приведены для двухчастичных инклюзивных реакций. Как видно, обе версии модели в основном удовлетворительно описывают экспериментальные спектры $d\sigma/dp_T^2$, и ни одна из них не является определенно предпочтительнее другой. Это же иллюстрирует и рис. 1 и 2, на которых приведены инклюзивные спектры $d\sigma/dp_T^2$ резонансов K^{*+} , ρ^0 и ϕ и спектры ρ^0 и K^n в реакциях $K^+p \rightarrow K^{*+} + \rho^0 + X$ и $K^+p \rightarrow K^n + K^{*+}(890) + X$ в сопоставлении с предсказаниями ЛМК1 и ЛМК2.

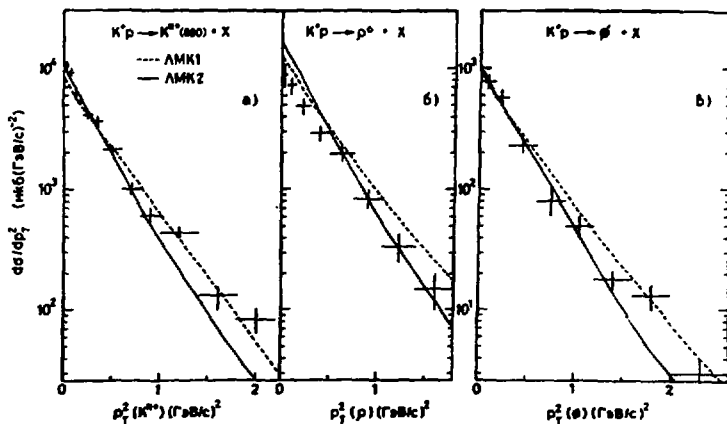


Рис. 1. Спектры $d\sigma/dp_T^2$ K_{890}^{*+} (а), ρ^0 (б) и ϕ (в) в реакциях $K^+p \rightarrow K^{*+} + X$, $K^+p \rightarrow \rho^0 + X$ и $K^+p \rightarrow \phi + X$ при 32 ГэВ/с. Сплошная и пунктирная кривые - предсказания ЛМК2 и ЛМК1 соответственно.

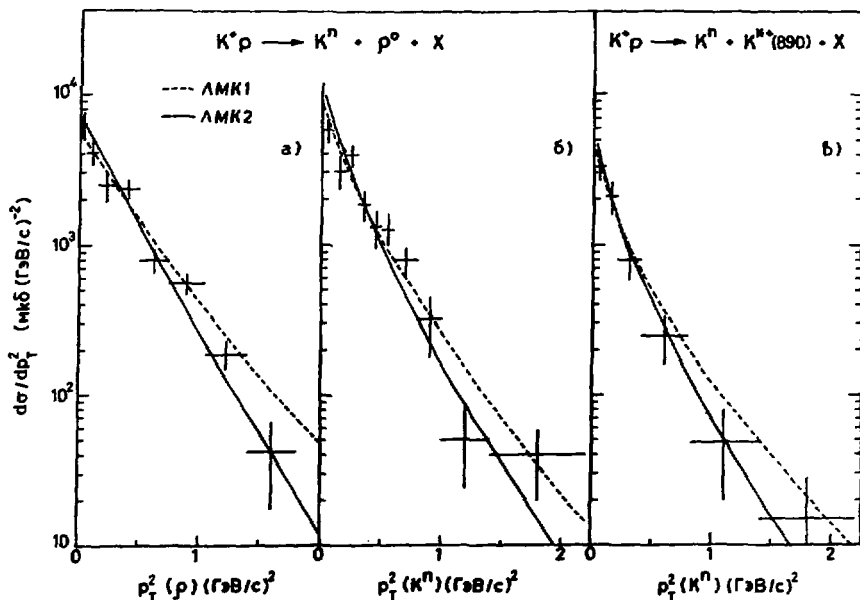


Рис. 2. Спектры $d\sigma/dp_T^2$ ρ^0 (а) и K^n (б) в реакциях $K^+p \rightarrow K^n + \rho^0 + X$ и K^n (в) в реакции $K^+p \rightarrow K^n + K^{*+}(890) + X$ при 32 ГэВ/с. Сплошная и пунктирная кривые - предсказания ЛМК2 и ЛМК1 соответственно.

Итак, совокупность результатов по полным сечениям и спектрам частиц в одно- и двухчастичных инклюзивных K^+p -реакциях при 32 ГэВ/с не позволяет отдать предпочтение одной из версий ЛМК. В этой ситуации мы предприняли попытку проанализировать и сравнить с предсказаниями ЛМК азимутальные корреляции в двухчастичных инклюзивных реакциях, вычисляя азимутальный угол $\phi = \arccos((\vec{p}_{T1} \cdot \vec{p}_{T2})/|\vec{p}_{T1} \cdot \vec{p}_{T2}|)$ между векторами поперечных импульсов вторичных частиц и вводя параметр асимметрии

$$A_\phi = \left(\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi \right) / \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi.$$

Наибольший интерес с точки зрения сравнения с предсказаниями ЛМК представляют экспериментальные данные по азимутальным корреляциям для таких двухчастичных реакций, как



в которых обе частицы являются лидирующими^{ж)}. Это связано с тем, что введение в ЛМК2 случайного поворота K^+ -мезонной (протонной) струны относительно направления сталкивающихся частиц в с.д.и. должно приводить к большей асимметрии распределений по ϕ , чем в оригинальной версии ЛМК или в ЛМК1, так как простое увеличение σ_p в распределении морских кварков по p_T не может повлиять на азимутальные корреляции. Разница между ЛМК1 и ЛМК2 может проявиться прежде всего в реакциях с двумя лидирующими частицами, так как именно эти частицы в первую очередь определяют направления струн.

Распределения по ϕ в реакциях (1) и (2) показаны на рис. 3. Они, как видно, сильно асимметричны и хорошо совпадают с предсказаниями ЛМК2 (сплошные кривые), но не с предсказаниями ЛМК1 (пунктирные кривые). Соответствующие параметры асимметрии A_ϕ в реакциях (1)–(3) (см. табл. 3) совпадают в пределах ошибок с предсказываемыми в ЛМК2, но заметно выше, чем в ЛМК1, особенно в реакциях (1) и (2).

В табл. 3 также приведены параметры асимметрии для реакции



и для реакций с двумя странными частицами. Реакция (4) интересна тем, что K^0 и ϕ в подавляющем большинстве случаев образуются на s^- - и \bar{s} -кварках из одной и той же пары $s\bar{s}$ морских кварков. Высокое значение параметра A_ϕ означает, что поперечные импульсы s^- - и \bar{s} -кварков из моря направлены в основном в противоположные стороны. Интересно, что в реакциях $K^+p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda + X$ при $x(\bar{\Lambda}) > 0$ и

^{ж)} Как и во всех реакциях с вторичным протоном, его импульс ограничен условием $p_{\text{лаб}} < 1,2$ ГэВ/с. Чтобы исключить влияние дифракционных каналов в реакциях (1) и (2), использовались только события с числом заряженных частиц $n > 4$; кроме этого, на реакции (1) и (2) соответственно накладывались условия $x(K^{\pi}) \geq 0,2$ и $x(K^{\pi+}) \geq 0,2$. Точно такие же ограничения накладывались и на события, сгенерированные по ЛМК.

$x(\Lambda) > 0$, т.е. в тех случаях, когда $\bar{\Lambda}$ и Λ в основном образуются на паре антидикварк-дикварк ($\bar{u}\bar{d}$) - (ud) из моря K^+ -мезона^{/7/}, значение параметра асимметрии также возрастает до $A_\phi = 0,5 \pm 0,1$. В остальных реакциях, перечисленных в табл. 3, значение параметра асимметрии заметно ниже. Это, очевидно, связано с влиянием процессов, в которых одна из инклюзивных частиц образуется в результате фрагментации валентного \bar{s} -кварка K^+ -мезона, а вторая использует один кварк (антикварк) из пары $s\bar{s}$ из моря.

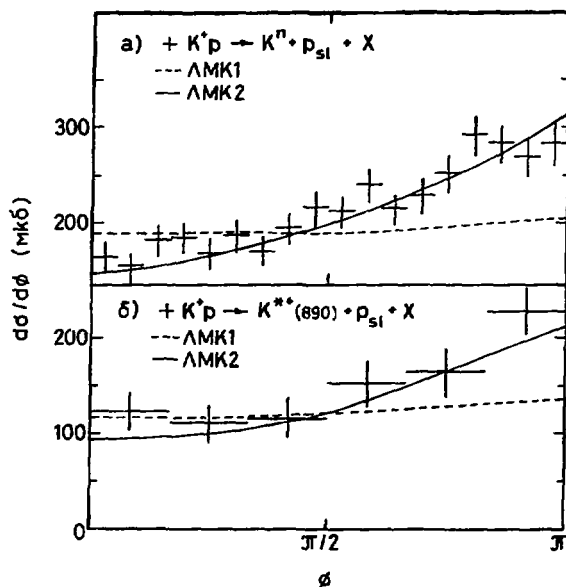


Рис. 3. Распределения по азимутальному углу ϕ в реакциях $K^+p \rightarrow K^n + p + X$ (а) и $K^+p \rightarrow K_{890}^{*+} + p + X$ (б) при 32 ГэВ/с (см. текст). Сплошная и пунктирная кривые - предсказания ЛМК2 и ЛМК1 соответственно.

Таким образом, изучение азимутальных корреляций показало наличие локальной компенсации поперечных импульсов для частиц, образующихся из одной и той же морской пары кварк-антикварк. Ни оригинальная версия ЛМК, ни ее модифицированная версия ЛМК1, в которой для лучшего описания спектров частиц по поперечному импульсу

была увеличена ширина гауссовского распределения морских кварков по поперечному импульсу, не описывают характера азимутальных корреляций в реакциях с двумя лидирующими частицами. Последние хорошо воспроизводятся версией ЛМК2. Неплохое согласие этой версии со всеми приведенными данными по полным сечениям, спектрам частиц по поперечным импульсам и азимутальным корреляциям можно интерпретировать как указание на такой механизм взаимодействия адронов, при котором вначале происходит рассеяние первичных партонов, приводящее к разделению цвета и натягиванию струн между валентными кварками сталкивающихся частиц.

В заключение нам приятно поблагодарить персонал просмотрово-измерительных и вычислительных центров наших институтов за их вклад в обработку снимков, а персонал камеры "Мирабель" и ускорителя ИФЭЭ за успешное проведение сеансов облучения камеры. Мы благодарим всех коллег по сотрудничеству СССР-ЦЕРН и СССР-Франция, внесших неоценимый вклад в получение использованных в этой работе экспериментальных данных.

Таблица I. Полные инклюзивные сечения частиц и резонансов в K^+ p-взаимодействиях при 32 ГэВ/с в сопоставлении с предсказаниями лундской модели

Реакция	Сечение (мб)			
	Эксперимент	Ссылка	ЛМК1	ЛМК2
$K^+ p \rightarrow \pi^+ + X$	$34,9 \pm 0,9$	I3	26,4	26,9
$\rightarrow \pi^- + X$	$21,5 \pm 0,3$	I3	17,8	18,5
$\rightarrow \pi^0 + X$	29 ± 3	I6	28	28
$\rightarrow K^+ + X$	$10,0 \pm 0,4$	I3	9,8	9,7
$\rightarrow K^{\pm} + X^a)$	$7,76 \pm 0,18$	I	7,10	7,00
$\rightarrow K_{prompt}^+ + X$	$5,2 \pm 0,5$	4	6,66	6,66
$\rightarrow K_{prompt}^0 + X$	$2,9 \pm 0,3$	4	2,56	2,52
$\rightarrow \Lambda + X$	$0,770 \pm 0,025$	I	0,673	0,691
$\rightarrow \bar{\Lambda} + X$	$0,422 \pm 0,018$	I	0,366	0,601
$\rightarrow p + X^b)$	$5,9 \pm 0,1$	I7	4,37	4,50
$\rightarrow \Xi^- + X$	$0,0065 \pm 0,003$	I8	0,0080	0,0086
$\rightarrow \Xi^+ + X$	$0,036 \pm 0,009$	I8	0,018	0,030
$\rightarrow K^{*+}(890) + X$	$3,37 \pm 0,10$	2	3,20	3,08
$\rightarrow K^{*0}(890) + X$	$3,2 \pm 0,4$	I9	2,43	2,40
$\rightarrow K^{*-}(890) + X$	$0,21 \pm 0,06$	2	0,33	0,36
$\rightarrow K^{*+}(1430) + X^b)$	$0,89 \pm 0,14$	2	-	-
$\rightarrow K^{*0}(1430) + X^b)$	$0,72 \pm 0,20$	20	-	-
$\rightarrow \rho^0 + X$	$3,4 \pm 0,3$	21	4,76	4,99
$\rightarrow f + X^b)$	$0,88 \pm 0,16$	20	-	-
$\rightarrow \phi + X^c)$	$0,308 \pm 0,019$	4	0,351	0,329
$\rightarrow \Delta^{++}(1232) + X$	$2,25 \pm 0,30$	5	1,39	1,41
$\rightarrow \Sigma^{*+}(1385) + X$	$0,119 \pm 0,014$	5	0,128	0,132
$\rightarrow \Sigma^{*-}(1385) + X$	$0,049 \pm 0,011$	5	0,034	0,038
$\rightarrow \Sigma^{*+}(1385) + X$	$0,038 \pm 0,010$	5	0,018	0,037
$\rightarrow \Sigma^{*-}(1385) + X$	$0,035 \pm 0,008$	5	0,025	0,042

а) Под символом K^{\pm} понимается смесь K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов.

б) При ограничении на лаб. импульс протона $p_{\text{лаб}} < 1,2$ ГэВ/с.

в) Лундская модель не учитывает образование тензорных мезонов.

г) При ограничении на масштабную переменную $x(\phi) > 0,2$.

Таблица 2а. Параметры наклонов, полученные в результате аппроксимации одной экспонентой $\text{векр}(-\text{вр}_T^2)$ или суммой двух экспонент $\text{векр}(-\text{вр}_T^2) + \text{сехр}(-\text{вр}_T^2)$ спектров частиц по квадрату поперечного импульса $\Delta b/\Delta p_T^2$, измеренных в инклюзивных K^+ -реакциях при 32 ГэВ/с или сгенерированных по ЛМК1 и ЛМК2.

Частица	p_T^2 -интервал (ГэВ/с) ²	b (эсп.) (ГэВ/с) ⁻²	d (эсп.) (ГэВ/с) ⁻²	b (ЛМК1) (ГэВ/с) ⁻²	d (ЛМК1) (ГэВ/с) ⁻²	b (ЛМК2) (ГэВ/с) ⁻²	d (ЛМК2) (ГэВ/с) ⁻²
σ^+	1,0 - 2,0	2,62±0,05		2,56±0,03		2,96±0,04	
π^-	1,0 - 2,0	2,9 ±0,1		2,28±0,05		2,83±0,06	
K^+	0 - 3,0	2,74±0,08	6,75±0,28	2,41±0,03	7,44±0,20	3,12±0,03	8,65±0,22
Λ	0 - 1,5	3,18±0,05		2,91±0,04		3,25±0,04	
$\bar{\Lambda}$	0 - 1,5	3,13±0,08		2,58±0,05		3,30±0,04	
Ξ^+	0 - 2,6	1,3 ±0,4		2,45±0,20		3,32±0,18	
$K^{*+}(890)$	0 - 2,2	1,9 ±0,4	4,9 ±1,1	2,42±0,04	7,36±1,9	2,03±0,28	3,84±0,16
$K^{*0}(890)$	0,2 - 2,2	2,54±0,15		2,40±0,02		3,20±0,03	
ρ^0	0 - 1,8	2,64±0,12		2,50±0,01		3,30±0,01	
ϕ	0 - 2,6	2,73±0,12		2,52±0,04		3,08±0,04	
Δ^{++}	0 - 1,8	2,4 ±1,3	10 ±3	2,08±0,25	4,36±0,50	3,16±0,02	
$\Sigma^{*+}(1385)$	0 - 1,8	2,8 ±0,4		2,74±0,09		3,04±0,07	
$\Sigma^{*-}(1385)$	0 - 2,0	1,7 ±0,5		1,83±0,12		2,16±0,10	
$\Sigma^{*+}(1385)$	0 - 1,5	4,2 ±1,3		2,61±0,24		3,06±0,15	
$\Sigma^{*-}(1385)$	0 - 1,6	3,3 ±0,9		2,42±0,18		3,29±0,14	

а) Под символом σ^+ понимается смесь положительно заряженных частиц, кроме идентифицированных протонов с $R_{\text{Лаб}} < 1,2 \text{ ГэВ/с}$.

б) При ограничении $x(\phi) \geq 0,2$.

Таблица 26. То же, что и в табл. 2а, но для спектров $d\sigma/d\Omega^2$ частиц в двухчастотных импульсных реакциях.

Реакция	Час- тица	Δ^2 -интервал (ГэВ/с) ²	b (эскп.) (ГэВ/с) ⁻²	d (эскп.) (ГэВ/с) ⁻²	b (ЛМКГ) (ГэВ/с) ⁻²	d (ЛМКГ) (ГэВ/с) ⁻²	b (ЛМКГ) (ГэВ/с) ⁻²	d (ЛМКГ) (ГэВ/с) ⁻²
$K^+p \rightarrow K^+p + \pi^+X$	K^+	0-2,5	3,2±0,2	7,3±0,6	2,86±0,06	8,04±0,45	3,46±0,06	10,0±0,5
	p	0-1,0	6,93±0,07		6,45±0,04		6,02±0,03	
$K^+p \rightarrow K^+p + \pi^0 + \pi^+X$	K^+	0-2,2	3,9±0,2		2,71±0,34		3,47±0,04	
	p	0-1,0	6,5±0,3		6,35±0,07		5,57±0,06	
$K^+p \rightarrow \Lambda + \pi^+X$	Λ	0-1,5	3,2±0,2		2,83±0,10		3,38±0,07	
	p	0-0,8	7,0±0,3		6,36±0,19		5,59±0,11	
$K^+p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} + X$	Λ	0-1,4	2,6±0,4		2,39±0,14		3,17±0,10	
	$\bar{\Lambda}$	0-2,2	3,0±0,4		2,46±0,11		3,27±0,10	
$K^+p \rightarrow K^+ + \Lambda + X$	K^+	0-2,6	2,2±0,5	5,5±0,9	2,45±0,11	7,04±0,65	3,16±0,11	9,06±0,81
	Λ	0-2,2	3,20±0,12		2,90±0,04		3,37±0,04	
$K^+p \rightarrow K^+ + \bar{\Lambda} + X$	K^+	0-2,2	3,6±0,4		3,55±0,18		4,68±0,15	
	$\bar{\Lambda}$	0-1,8	3,0±0,5		2,22±0,12		3,35±0,10	
$K^+p \rightarrow K^+ + \rho^+ + X$	K^+	0-2,2	3,8±0,3		3,60±0,03		4,41±0,03	
	ρ^0	0-1,8	2,9±0,2		2,55±0,02		3,38±0,02	
$K^+p \rightarrow K^0 + \phi + X$ б)	K^0	0-1,0	4,9±1,1		4,12±0,12		4,93±0,12	
	ϕ	0-1,4	3,2±0,5		2,69±0,08		3,23±0,08	
$K^+p \rightarrow K^0 + K^+_{890} + X$	K^+	0-2,2	4,8±0,7		3,65±0,04		4,68±0,04	
	K^+_{890}	0-2,2	3,1±0,4		2,53±0,03		3,45±0,03	
$K^+p \rightarrow K^+ + K^+ + X$	K^+	0-1,5	3,6±0,3	9,0±3,2	2,36±0,08	7,54±0,45	3,21±0,06	9,75±0,49

а) При ограничении на лаб. импульс протона $p_{\text{лаб}} \leq 1,2$ ГэВ/с.

б) При $x(\phi) \geq 0,2$.

Таблица 3. Экспериментальные значения параметра асимметрии A_ϕ в двухчастичных инклюзивных K^+p -реакциях при 32 ГэВ/с вместе с предсказываемыми значениями в ЛМК1 и ЛМК2

Реакция	A_ϕ (эксп.)	A_ϕ (ЛМК1)	A_ϕ (ЛМК2)
$K^+p \rightarrow K^+p+X$	$0,17 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$
$\rightarrow K_{890}^{*+}p+X$	$0,22 \pm 0,06$	$0,06 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$
$\rightarrow \bar{\Lambda} + p+X$	$0,19 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,02$
$\rightarrow K^0 + \phi + X$	$0,6 \pm 0,2$	$0,43 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,02$
$\rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda + X$	$0,3 \pm 0,1$	$0,45 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,02$
$\rightarrow K^+ + K_{890}^{*+} + X$	$0,2 \pm 0,1$	$0,27 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$
$\rightarrow K^+ + \bar{\Lambda} + X$	$0,2 \pm 0,1$	$0,18 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$
$\rightarrow K^+ + \Lambda + X$	$0,23 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,01$
$\rightarrow K^+ + K^+ + X$	$0,18 \pm 0,04$	$0,28 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ajinenko I.V. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.23, p.307.
2. Ajinenko I.V. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.25, p.103.
3. Chliapnikov P.V. et al. - Phys. Lett., 1983, v.130B, p.432.
4. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1984, т.39, с.1448.
5. Князев В.В. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.1460.
6. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1985, т.41, с.338.
7. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1985, т.41, с.925.
8. Князев В.В. и др. - Препринт ИФВЭ 85-90, Серпухов, 1985.
9. Ажиненко И.В. и др. - Препринт ИФВЭ 85-108, Серпухов, 1985.
10. Andersson B. et al. - Nucl. Phys., 1981, v.B178, p.242;
- Phys. Rep., 1983, v.C97, p.31.
11. Sjöstrand T. - Comp. Phys. Comm., 1982, v. 27, p. 243.
12. De Wolf E.A. et al. - Nucl. Phys., 1984, v.B246, p.431.
13. Ajinenko I.V. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1980, v.4, p.285.
14. Saudraix J. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1980, v.5, p.105.
15. Althoff M. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.26, p.157.

16. Ajinenko I.V. et al. - Nucl. Phys., 1980, v.B162, p.61.
17. Laurent J. et al. - Nucl. Phys., 1979, v.B149, p.189.
18. Ajinenko I.V. et al. - Nucl. Phys., 1980, v.B176, p.51.
19. Ajinenko I.V. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1980, v.5, p.177.
20. Chliapnikov P.V. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1982, v.12, p.113.
21. Chliapnikov P.V. et al. - Nucl. Phys., 1980, v.B176, p.303.

Рукопись поступила 27 декабря 1985 г.

А.Г.Томарадзе и др.

Систематика распределений по поперечным импульсам
и азимутальные корреляции в инклюзивных K^+p -реакциях
при 32 ГэВ/с.

Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Т.Д.Галкина.

Подписано к печати 14.03.1986 г. Т-08627. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 0,75. Уч.-изд.л. 0,70. Тираж 260.
Заказ 465. Индекс 3624. Цена II коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Москов-
ской обл.

Цена II коп.

Индекс 3624

ПРЕПРИНТ 86-54, ИФВЭ, 1986
