

P1-2005-82

Б. Баатар*, А. С. Галоян**, Е. Н. Кладницкая,
Л. Симич***, В. В. Ужинский

ХАРАКТЕРИСТИКИ СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН
С РОЖДЕНИЕМ Λ -ГИПЕРОНОВ И K_s^0 -МЕЗОНОВ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ
ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СОУДАРЕНИЯ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

* Институт физики и техники, Улан-Батор, Монголия

** Ереванский физический институт, Армения

*** Институт физики, Белград, Сербия и Черногория

Характеристики СС-взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в зависимости от степени центральности соударения ядер

Экспериментальные данные, полученные на двухметровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ, использованы для изучения влияния центральности соударений на спектры Λ -гиперонов и мезонов в СС-взаимодействиях при 4,2 А ГэВ/с. В качестве меры центральности соударения выбрана множественность протонов-участников с импульсом больше 300 МэВ/с. Представлены также характеристики π -мезонов и протонов, сопровождающих рождение странных частиц. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями модифицированной версии модели FRITIOF. Показано, что странные частицы рождаются преимущественно в центральных и полужентральных взаимодействиях. Средние кинематические характеристики K_s^0 -мезонов не зависят от центральности соударений. В то же время средний поперечный импульс и средний угол вылета Λ -гиперонов слабо растут с увеличением центральности соударений. С увеличением центральности уменьшается анизотропия угловых распределений и Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в с. ц. м. NN -соударений. Средний поперечный импульс K_s^0 -мезонов превышает средний поперечный импульс π^- -мезонов примерно в 1,6 раза.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Characteristics of CC-Interactions at Momentum 4,2 GeV/c per Nucleon with Λ -hyperons and K_s^0 -mesons Production in Dependence on Degree of Collision Centralities

The experimental data obtained with the JINR 2 m propane bubble chamber are used for the study of the influence of collision centrality on spectra of Λ -hyperons and K_s^0 -mesons produced in CC interactions at 4.2 A GeV/c. The multiplicity of participant protons with momenta larger than 300 MeV/c is taken as a measure of collision centrality. The characteristics of π -mesons and protons accompanying the strange particle production are also presented. The experimental data are compared with the prediction of the modified version of the FRITIOF model. It is shown that the strange particles are mainly produced in central and semi-central collisions. The average values of the kinematical characteristics of K_s^0 -mesons do not depend on the collision centrality. At the same time the average transverse momentum and emission angle of Λ -hyperons increase slowly with collision centrality. The angular anisotropy of the Λ -hyperons and K_s^0 -mesons (calculated with respect to the NN c.m. system) decreases with increasing collision centrality. The average transverse momentum of K_s^0 -mesons is 1.6 times larger than the momentum of π -mesons.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Для детальной проработки обширных программ исследования гиперъядер и гиператомов, предусмотренных в ОИЯИ (проект СФЕРА [1]) и в GSI (проекты PANDA и CBM, см. [2]), необходима информация о характеристиках Λ -гиперонов, образующихся в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в диапазоне энергий от 2 до 40 ГэВ/нуклон. Цель настоящей работы, с одной стороны, — представить такие данные для углерод-углеродных соударений при импульсе 4,2 ГэВ/с/нуклон (далее СС-взаимодействия), а с другой — исследовать зависимость характеристик Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов, а также сопровождающих их протонов и π^- -мезонов от степени центральности соударений ядер углерода. При нашей энергии, ненамного превосходящей порог образования Λ -гиперонов в NN -соударениях, Λ -частицы и K_s^0 -мезоны имеют малые импульсы в системе центра масс NN -взаимодействий, и можно полагать, что они могут быть захвачены горячей барионной системой, формируемой в центральной области быстрот в ядро-ядерных соударениях*. Поэтому существует потенциальная возможность создания горячей барионной системы с ненулевой странностью, свойства которой представляют большой интерес. Очевидно, что образование системы зависит от прицельного параметра соударений или от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии.

При более высоких энергиях увеличивается анизотропия рождения Λ -гиперонов в NN -соударениях, происходит разделение областей фрагментации сталкивающихся частиц и уменьшается вероятность захвата Λ -частиц горячей барионной системой. Это подтверждается теоретическими расчетами в рамках статистической модели [3], согласно которым выход странных барионов в термодинамически равновесной системе максимален при $\sqrt{s_{NN}} \sim 3\text{--}5$ ГэВ. Для термализованной системы можно ожидать близких значений поперечных импульсов протонов-участников и Λ -гиперонов, что согласуется с экспериментальными данными [4]. С другой стороны, возрастает множественность K -мезонов в центральной области и в районе энергий 20–30 ГэВ/нуклон наблюдается аномалия в отношении средних множественностей K^+ - и π^+ -мезонов [5], подтверждающая теоретические ожидания [6].

Ограниченность энергии в процессах рождения Λ -гиперонов проявляется в подавленном выходе π -мезонов в NN -соударениях. Если в СС-взаимодей-

*В физике низких и промежуточных энергий широко используется представление о трех источниках генерации протонов. Два из них связаны с ядрами-остатками. Третий — система, образующаяся в центральной области быстрот.

ствиях доминируют первичные NN -соударения, можно ожидать пониженный выход мезонов в событиях с рождением странных частиц. Это, в свою очередь, должно отразиться на интенсивности каскадных, вторичных взаимодействий, и возможен меньший выход медленных протонов и меньшее разрушение ядер-остатков.

Исходя из вышесказанного, мы основное внимание уделим изучению зависимости кинематических характеристик и множественностей вторичных частиц в выделенных взаимодействиях от степени центральности соударений, а также выявлению особенностей CC -событий с рождением Λ - и K_s^0 -частиц по сравнению с неупругими взаимодействиями тех же ядер. Экспериментальные данные сравниваются с расчетами по варианту модели FRITIOF, использованному в [7–9].

Настоящая работа является продолжением цикла работ [7–9] по изучению протон-углеродных и углерод-углеродных столкновений с различной степенью центральности соударения ядер.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный материал получен на основе обработки стереофотографий с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле напряженностью 1,5 Тл и облученной ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ.

Выделение неупругих CC -взаимодействий из полного ансамбля взаимодействий ядер углерода с пропаном (C_3H_8) описано в [10]. В настоящей работе используются результаты идентификации V^0 -частиц и определения поправок на потери Λ - и K_s^0 -частиц (см. [11] и приложение) в выделенных взаимодействиях. Статистика Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов до и после введения поправок приведена в табл. 1. Там же даны множественности Λ - и K_s^0 -частиц с учетом их нейтральных мод распада — $N_{\Lambda}^{\text{полн}}$ и $N_{K_s^0}^{\text{полн}}$.

В анализируемом ансамбле CC -взаимодействий с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов были определены характеристики всех вторичных заряженных частиц. Среди них выделялись π^- -мезоны, испарительные протоны с импульсом $0,15 < p \leq 0,3$ ГэВ/с*, стриппинговые фрагменты ядра-снаряда ($p_{\text{стр}} > 3$ ГэВ/с, $\Theta_{\text{стр}} < 4^\circ$) и протоны-участники с импульсом p больше 0,3 ГэВ/с без стриппинговых частиц. π^+ -мезоны надежно идентифицировались по ионизации на треке только до 0,5 ГэВ/с [10]. Их множественность в этом интервале импульсов совпадает с множественностью π^- -мезонов

*Протоны с $p < 0,15$ ГэВ/с в пропановой пузырьковой камере не регистрируются из-за малой длины пробега ($L < 2$ мм).

и в дальнейшем для нахождения средней множественности неидентифицированных протонов с $p > 0,5$ ГэВ/с предполагалось, что $\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle$ ($\langle n_p \rangle = \langle n_+ \rangle - \langle n_{\pi^+} \rangle - \langle n_{K^+} \rangle$), где n_+ — множественность положительно заряженных частиц).

Поскольку идентификация K^+ -мезонов затруднена, их доля во множественности положительно заряженных частиц исключалась в предположении, что Λ -гипероны равновероятно рождаются в паре с K^0 - и K^+ -мезонами, $N_{K^+} = 1/2N_\Lambda$. Продукты распадов Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов исключались из множественностей положительно и отрицательно заряженных частиц.

Таблица 1. Статистика Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в СС-взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода (э — эксперимент, м — FRITIOF)

Тип события		$n_p^{yc} \leq 4$	$4 < n_p^{yc} \leq 8$	$n_p^{yc} > 8$	Все события
$N_{\text{соб}} \text{ с } \Lambda$ (%)	э	206 (30,2)	296 (43,3)	181 (26,5)	683 (100)
	м	660 (45,5)	585 (40,3)	207 (14,2)	1452 (100)
$N_\Lambda^{\text{рег}}$ (%)	э	206 (30,0)	297 (43,2)	184 (26,8)	687 (100)
	м	660 (45,5)	585 (40,3)	207 (14,2)	1452 (100)
$N_{\Lambda+K_s^0}$ (%)	э	21 (30,4)	26 (37,7)	22 (31,9)	69 (100)
$\sum W_\Lambda$ (%) ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$)	э	331 ± 25 (31,6)	443 ± 28 (42,3)	273 ± 21 (26,1)	1047 ± 43 (100)
	м	660 ± 26 (45,5)	585 ± 24 (40,3)	4207 ± 14 (14,2)	1452 ± 38 (100)
$N_\Lambda^{\text{полн}}$	э	518 ± 39	693 ± 43	427 ± 33	1638 ± 67
	м	1033 ± 41	915 ± 38	324 ± 22	2272
$N_{\text{соб}} \text{ с } K_s^0$ (%)	э	79 (27,5)	131 (45,6)	77 (26,8)	287 (100)
	м	178 (36,9)	207 (43,0)	97 (20,1)	482 (100)
$N_{K_s^0}$ (%)	э	80 (27,6)	132 (45,5)	78 (26,9)	290 (100)
	м	178 (36,9)	207 (43,0)	97 (20,1)	482 (100)
$\sum W_{K_s^0}$ (%) ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$)	э	112 ± 15 (28,4)	178 ± 18 (45,0)	105 ± 13 (26,6)	395 ± 26 (100)
	м	178 (36,9)	207 (43,0)	97 (20,1)	482 (100)
$N_{K_s^0}^{\text{полн}}$	э	163 ± 22	259 ± 26	153 ± 19	575 ± 38
	м	259 ± 16	302 ± 17	141 ± 12	703 ± 27

Число протонов-участников (n_p^{yc}) в событии было выбрано за меру центральности СС-соударений. Все СС-события с рождением и Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов были разделены на три группы по числу протонов-участников (см. табл. 1). События с $n_p^{yc} \leq 4$ мы относим к периферическим взаимодействиям. Для них средний параметр соударения $\langle b \rangle$ больше 4 фм. Среди всех событий с Λ -гиперонами периферические составляют 30,2%. Ко второй группе взаимодействий отнесены события с $4 < n_p^{yc} \leq 8$. Это наиболее многочисленная группа, в ее составе 43,3% от всех событий с Λ -гиперонами. В

третью группу вошли события с $n_p^{уч} > 8$, включающие 26,5 % от всех событий. Эти события мы называем центральными, для них $\langle b \rangle$ меньше 2,2 фм [12]. В таком же процентном соотношении распределились и Λ -гипероны. Событий с двумя Λ -гиперонами зарегистрировано всего 4. Среди всех событий с Λ -гиперонами зарегистрировано 69 событий парного рождения Λ и K_s^0 (см. табл. 1). Распределение K_s^0 -мезонов по группам практически совпадает с соответствующим распределением Λ -гиперонов (см. табл. 1). Этот факт может служить доказательством того, что в СС-взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон K_s^0 -мезоны рождаются в основном в паре с Λ -гиперонами. Пар $K_s^0 K_s^0$ зарегистрировано только три, по одной в каждой группе. Множественности Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов с учетом геометрических поправок (см. приложение) и поправок на нейтральную моду распада в каждой из трех групп представлены в табл. 1.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Средние множественности вторичных заряженных частиц в СС-взаимодействиях с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов представлены в табл. 2 и 3. Как видно из таблиц, с уменьшением параметра соударения сталкивающихся ядер возрастает средняя множественность заряженных частиц ($\langle n_{зар} \rangle$), а также

Таблица 2. Средние множественности частиц в СС-взаимодействиях с рождением Λ -гиперонов в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода (э — эксперимент, м — FRITIOF)

СС $\rightarrow \Lambda + \dots$		$n_p^{уч} \leq 4$	$4 < n_p^{уч} \leq 8$	$n_p^{уч} > 8$	Все события
$\langle n_{зар} \rangle$	э	$8,0 \pm 0,2$	$13,1 \pm 0,2$	$17,5 \pm 0,3$	$12,7 \pm 0,2$
	м	$8,32 \pm 0,15$	$14,67 \pm 0,13$	$18,3 \pm 0,2$	$12,30 \pm 0,13$
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	э	$1,08 \pm 0,08$	$1,90 \pm 0,08$	$2,87 \pm 0,13$	$1,91 \pm 0,06$
	м	$0,94 \pm 0,04$	$2,08 \pm 0,05$	$3,36 \pm 0,10$	$1,74 \pm 0,04$
$\langle n_{p^{уч}} \rangle$	э	$2,35 \pm 0,11$	$5,82 \pm 0,14$	$9,57 \pm 0,23$	$5,76 \pm 0,09$
	м	$2,31 \pm 0,06$	$6,39 \pm 0,05$	$10,01 \pm 0,09$	$5,05 \pm 0,08$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $0,15 < p < 0,3$ ГэВ/с	э	$0,63 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,04$	$0,66 \pm 0,03$
	м	$0,24 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,02$
$\langle n_{стр} \rangle^{z=1}$	э	$1,60 \pm 0,09$	$1,64 \pm 0,06$	$1,07 \pm 0,06$	$1,48 \pm 0,04$
	м	$2,50 \pm 0,08$	$3,04 \pm 0,07$	$1,85 \pm 0,09$	$2,62 \pm 0,05$
$\langle n_{стр} \rangle^{z \geq 2}$	э	$1,02 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,02$	$0,55 \pm 0,03$
	м	$0,68 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,02$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $p < 0,15$, ГэВ/с	э	$4,2 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,1$
	м	$4,25 \pm 0,10$	$1,37 \pm 0,06$	$0,39 \pm 0,05$	$2,5 \pm 0,07$
$\frac{\langle n_{\pi^\pm} \rangle}{\langle n_{p^{уч}} \rangle}$	э	$0,92 \pm 0,06$	$0,67 \pm 0,03$	$0,6 \pm 0,03$	$0,66 \pm 0,03$
	м	$0,90 \pm 0,04$	$0,66 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,02$	$0,68 \pm 0,02$

множественность π^- -мезонов. При этом доля пионов среди всех заряженных частиц возрастает с 27 до 33%. Для всех неупругих СС-взаимодействий

Таблица 3. Средние множественности частиц в СС-взаимодействиях с рождением K_s^0 -мезонов в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода (э — эксперимент, м — FRITIOF)

СС $\rightarrow K_s^0 + \dots$		$n_p^{yc} \leq 4$	$4 < n_p^{yc} \leq 8$	$n_p^{yc} > 8$	Все события
$\langle n_{зар} \rangle$	э	$8,3 \pm 0,3$	$13,4 \pm 0,3$	$17,8 \pm 0,4$	$13,2 \pm 0,3$
	м	$7,8 \pm 0,3$	$14,5 \pm 0,2$	$18,2 \pm 0,3$	$12,8 \pm 0,2$
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	э	$1,18 \pm 0,12$	$2,08 \pm 0,13$	$3,13 \pm 0,20$	$2,11 \pm 0,09$
	м	$1,03 \pm 0,08$	$2,21 \pm 0,08$	$3,38 \pm 0,14$	$2,01 \pm 0,07$
$\langle n_{p^{yc}} \rangle$	э	$2,38 \pm 0,17$	$6,41 \pm 0,22$	$9,96 \pm 0,36$	$6,25 \pm 0,15$
	м	$2,43 \pm 0,10$	$6,40 \pm 0,08$	$10,19 \pm 0,15$	$5,7 \pm 0,07$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $0,15 < p < 0,3$, ГэВ/с	э	$0,67 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,08$	$0,53 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$
	м	$0,34 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,05$	$,41 \pm 0,07$	$0,38 \pm 0,03$
$\langle n_{стр} \rangle^{z=1}$	э	$1,32 \pm 0,13$	$1,56 \pm 0,10$	$1,01 \pm 0,11$	$1,35 \pm 0,07$
	м	$2,21 \pm 0,15$	$3,28 \pm 0,12$	$1,99 \pm 0,13$	$2,63 \pm 0,08$
$\langle n_{стр} \rangle^{z \geq 2}$	э	$1,14 \pm 0,12$	$0,47 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,04$
	м	$0,75 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,02$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $p < 0,15$, ГэВ/с	э	$4,0 \pm 0,6$	$2,0 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,2$
	м	$4,1 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,2$
$\langle n_{\pi^\pm} \rangle$ $< n_{p^{yc}} >$	э	$0,99 \pm 0,11$	$0,65 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,06$	$0,68 \pm 0,04$
	м	$0,86 \pm 0,07$	$0,66 \pm 0,03$	$0,55 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,03$

эта доля увеличивается с 23,4 до 34% (см. табл. 4). С увеличением степени центральности СС-взаимодействий средняя множественность протонов-участников, естественно, возрастает, а множественности стриппинговых фрагментов ядра-снаряда и испарительных протонов ядра-мишени уменьшаются. Особенно резко уменьшаются среднее число фрагментов с $Z \geq 2$ и число испарительных протонов с $p < 0,15$ ГэВ/с*. Сравнение средних множественностей вторичных частиц в СС-взаимодействиях с Λ -гиперонами и K_s^0 -мезонами показывает их совпадение в пределах ошибок во всех группах (см. табл. 2, 3). Этот факт подтверждает сделанный выше вывод о рождении зарегистрированных нами K_s^0 -мезонов совместно с Λ -гиперонами в большинстве событий.

Среднее число π -мезонов, приходящих на один протон-участник, уменьшается с увеличением степени центральности СС-взаимодействий с образованием странных Λ - и K_s^0 -частиц (см. табл. 2, 3). Иными словами, среднее

*Среднее число таких протонов определялось по недостающему заряду в событии.

число пионов в этих событиях возрастает медленнее по сравнению с увеличением среднего числа протонов-участников.

Таблица 4. Средние множественности частиц в СС-взаимодействиях в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода (э — эксперимент, м — FRITIOF)

СС		$n_p^{yч} \leq 4$	$4 < n_p^{yч} \leq 8$	$n_p^{yч} > 8$	Все события
$N_{\text{соб}} (\%)$	э	12004 (58.3)	6232 (30.3)	2358 (11.4)	20594 (100)
	м	56525 (56.5)	33027 (33.0)	10448 (10.5)	100000 (100)
$\langle n_{\text{зар}} \rangle$	э	$6,86 \pm 0,02$	$13,38 \pm 0,04$	$18,60 \pm 0,07$	$10,18 \pm 0,03$
	м	$6,908 \pm 0,013$	$13,33 \pm 0,02$	$17,74 \pm 0,03$	$10,16 \pm 0,02$
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	э	$0,719 \pm 0,005$	$2,047 \pm 0,016$	$3,50 \pm 0,03$	$1,439 \pm 0,007$
	м	$0,739 \pm 0,003$	$1,730 \pm 0,007$	$3,130 \pm 0,015$	$1,316 \pm 0,004$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	э	$0,886 \pm 0,006$	$2,051 \pm 0,018$	$2,83 \pm 0,03$	$1,462 \pm 0,007$
	м	$0,917 \pm 0,004$	$1,722 \pm 0,008$	$2,124 \pm 0,014$	$1,309 \pm 0,004$
$\langle n_{p^{yч}} \rangle$	э	$2,304 \pm 0,007$	$6,315 \pm 0,014$	$10,26 \pm 0,03$	$4,429 \pm 0,015$
	м	$2,244 \pm 0,005$	$6,282 \pm 0,006$	$10,103 \pm 0,012$	$4,399 \pm 0,009$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $0,15 < p < 0,3, \text{ ГэВ}/c$	э	$0,653 \pm 0,006$	$0,903 \pm 0,013$	$0,74 \pm 0,02$	$0,739 \pm 0,005$
	м	$0,524 \pm 0,004$	$1,054 \pm 0,006$	$0,784 \pm 0,009$	$0,726 \pm 0,003$
$\langle n_{\text{стр}} \rangle^{z=1}$	э	$1,092 \pm 0,007$	$1,462 \pm 0,015$	$1,09 \pm 0,02$	$1,204 \pm 0,006$
	м	$1,668 \pm 0,007$	$2,302 \pm 0,007$	$1,574 \pm 0,011$	$1,867 \pm 0,005$
$\langle n_{\text{стр}} \rangle^{z \geq 2}$	э	$1,205 \pm 0,004$	$0,607 \pm 0,008$	$0,17 \pm 0,08$	$0,906 \pm 0,004$
	м	$0,817 \pm 0,002$	$0,240 \pm 0,002$	$0,027 \pm 0,002$	$0,544 \pm 0,002$
$\langle n_{p^m} \rangle$ $p < 0,15, \text{ ГэВ}/c$	э	$4,11 \pm 0,04$	$2,01 \pm 0,03$	$0,2 \pm 0,1$	$3,02 \pm 0,03$
	м	$4,66 \pm 0,03$	$1,85 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,07$	$3,27 \pm 0,03$
$\langle n_{\pi^\pm} \rangle$ $\langle n_{p^{yч}} \rangle$	э	$0,697 \pm 0,004$	$0,649 \pm 0,004$	$0,617 \pm 0,006$	$0,665 \pm 0,003$
	м	$0,738 \pm 0,003$	$0,550 \pm 0,003$	$0,520 \pm 0,004$	$0,597 \pm 0,003$

Средние импульсные и угловые характеристики Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в зависимости от степени центральности СС-взаимодействий представлены в табл. 5. Как видно, для K_s^0 -мезонов эти характеристики не зависят от величины параметра соударения сталкивающихся ядер углерода. Аналогичный результат получен для π^- -мезонов во всех неупругих СС-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с [9]. Не зависит от степени центральности и средний импульс Λ -гиперонов. В то же время их средний поперечный импульс и угол вылета в лаб. системе Θ обнаруживают слабый рост при переходе от периферических взаимодействий к центральным.

Как и следовало ожидать для СС-взаимодействий, угловые распределения Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов по $\cos \theta^*$ в с. ц. м. NN -соударений симметричны во всех группах (рис. 1). Отличаются эти распределения степенью анизотропии. Для численной характеристики анизотропии угловых распределений

использовалась величина K , определяемая соотношением

$$K = \frac{N_{v^0}(\cos \theta^* = -1 \div -0,8) + N_{v^0}(\cos \theta^* = 0,8 \div 1)}{N_{v^0}(\cos \theta^* = -0,2 \div 0) + N_{v^0}(\cos \theta^* = 0 \div 0,2)}$$

Наибольшего значения K достигает в периферических взаимодействиях. По мере увеличения степени центральности СС-взаимодействий анизотропия угловых распределений Λ - и K_s^0 -частиц уменьшается (см. табл. 5 и рис. 1). Отметим, что угловые распределения Λ -гиперонов более анизотропны по сравнению с соответствующими распределениями K_s^0 -мезонов. В центральных взаимодействиях ($n_p^{yc} > 8$) угловое распределение K_s^0 -мезонов в с. ц. м. NN в пределах ошибок изотропно.

Таблица 5. Средние кинематические характеристики Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в СС-взаимодействиях в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода (ε — эксперимент, м — FRITIOF)

			$n_p^{yc} \leq 4$	$4 < n_p^{yc} \leq 8$	$n_p^{yc} > 8$	Все события
$\langle p_{\text{лаб}} \rangle$, ГэВ/с	Λ	ε	$1,88 \pm 0,10$	$1,85 \pm 0,08$	$1,82 \pm 0,08$	$1,85 \pm 0,05$
		м	$2,02 \pm 0,05$	$2,02 \pm 0,05$	$2,02 \pm 0,08$	$2,02 \pm 0,03$
$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	Λ	ε	$0,394 \pm 0,019$	$0,477 \pm 0,022$	$0,456 \pm 0,022$	$0,446 \pm 0,015$
		м	$0,418 \pm 0,009$	$0,449 \pm 0,010$	$0,494 \pm 0,020$	$0,440 \pm 0,006$
$\langle \Theta \rangle$, °	Λ	ε	$16,7 \pm 1,2$	$18,8 \pm 1,0$	$19,2 \pm 1,2$	$18,3 \pm 0,6$
		м	$17,7 \pm 0,6$	$18,8 \pm 0,7$	$20,2 \pm 1,2$	$18,6 \pm 0,4$
K	Λ	ε	$4,0 \pm 0,8$	$2,6 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,6$	$2,9 \pm 0,3$
		м	7,0	6,5	4,6	6,5
$\langle p_{\text{лаб}} \rangle$, ГэВ/с	K_s^0	ε	$1,2 \pm 0,10$	$1,13 \pm 0,08$	$1,28 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,08$
		м	$1,06 \pm 0,06$	$1,03 \pm 0,05$	$1,04 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,03$
$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	K_s^0	ε	$0,385 \pm 0,033$	$0,393 \pm 0,022$	$0,394 \pm 0,029$	$0,391 \pm 0,016$
		м	$0,289 \pm 0,012$	$0,323 \pm 0,013$	$0,335 \pm 0,018$	$0,313 \pm 0,008$
$\langle \Theta \rangle$, °	K_s^0	ε	$22,8 \pm 2,0$	$26,1 \pm 1,9$	$21,7 \pm 1,6$	$23,9 \pm 1,1$
		м	$26,2 \pm 1,8$	$29,4 \pm 1,8$	$25,1 \pm 1,7$	$27,3 \pm 1,1$
K	K_s^0	ε	$2,0 \pm 0,7$	$1,6 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$
		м	4,9	3,7	2,2	3,7

Протоны-участники из СС-взаимодействий с рождением Λ -гиперонов имеют более анизотропные распределения по $\cos \theta^*$ по сравнению с соответствующими распределениями Λ -гиперонов (см. табл. 6).

Распределения Λ -гиперонов по поперечному импульсу и быстрой представлены на рис. 2 и 3. При переходе от периферических СС-взаимодействий к более центральным увеличивается доля Λ -гиперонов с $p_t > 0,5$ ГэВ/с (рис. 2), что приводит к увеличению среднего поперечного импульса Λ -гиперонов в событиях с $n_p^{yc} > 4$. Быстротные распределения Λ -гиперонов пока-

зывают (рис. 3), что Λ -частицы рождаются преимущественно в центральной области. Эта особенность наблюдается и для периферических взаимодействий (рис. 3, *a*) в отличие от быструх распределений протонов-участников в СС-взаимдействиях, где видны четкие максимумы в областях фрагментации ядер углерода [9].

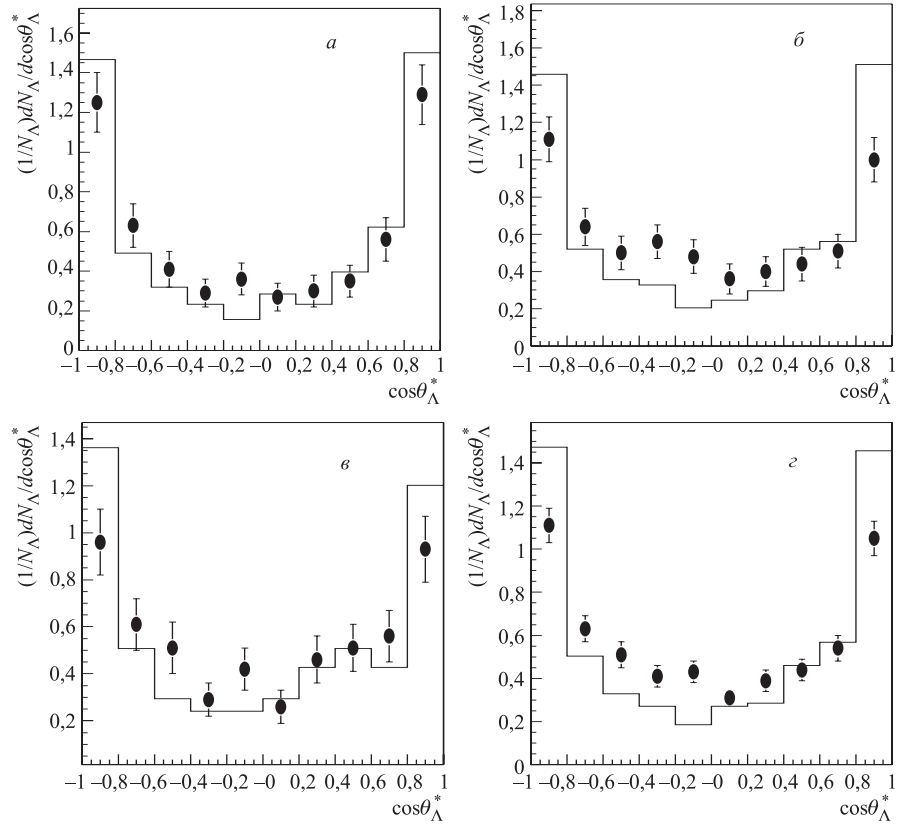


Рис. 1. Распределения Λ -гиперонов по $\cos \theta^*$ в группах событий: *a*) $n_p^{yn} \leq 4$; *б*) $4 < n_p^{yn} \leq 8$; *в*) $n_p^{yn} > 8$; *г*) во всех событиях. Точки — экспериментальные данные, гистограммы — расчеты по модели FRITIOF

Представляет интерес сравнить характеристики СС-взаимодействий с рождением Λ - и K_s^0 -частиц (CC^{Λ} и $CC^{K_s^0}$) с соответствующими характеристиками всего ансамбля неупругих СС-взаимодействий (CC^{in}). Уже в первых работах [13–16] было показано, что множественности π -мезонов и протонов-

участников в ядро-ядерных взаимодействиях с образованием странных частиц превышают соответствующие множественности для тех же взаимодействий без рождения странных частиц. В табл. 2, 4, 6, 7 приведены данные, по которым можно получить представление о влиянии рождения Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов на средние множественности и кинематические характеристики заряженных частиц в СС-соударениях.

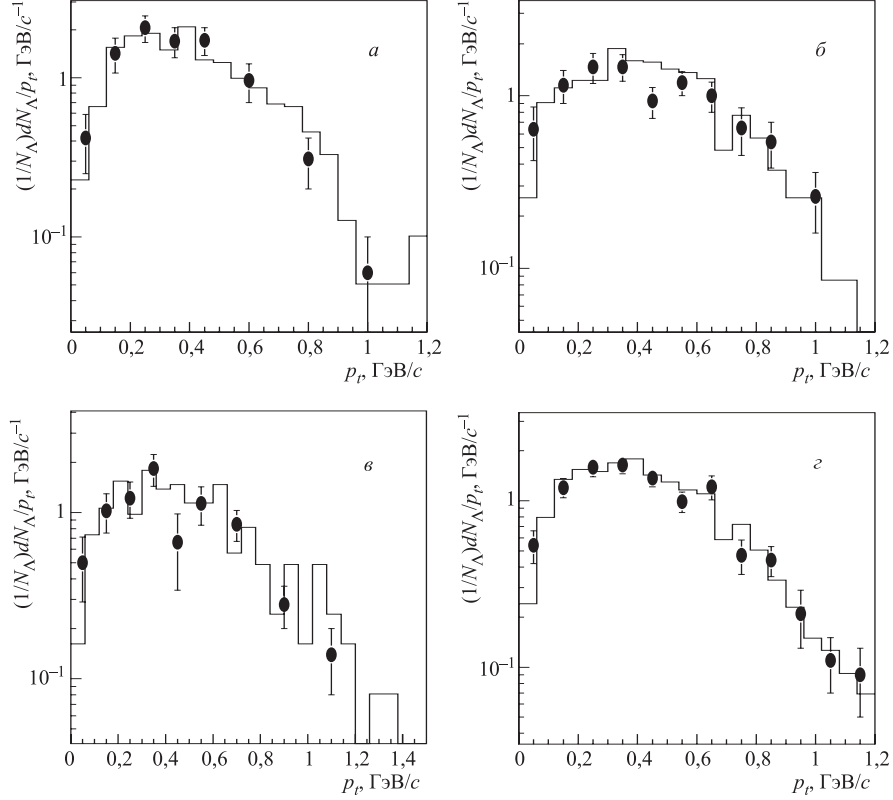


Рис. 2. Распределения Λ -гиперонов по поперечному импульсу. Обозначения те же, что и на рис. 1

В первую очередь следует отметить существенное различие распределений событий с Λ - и K_s^0 -частицами и без них по числу протонов-участников. Так, доля периферических взаимодействий ($n_p^{\text{уч}} \leq 4$) в группе событий с Λ -гиперонами, как и событий с K_s^0 -мезонами, почти в два раза меньше соответствующей доли во всех неупругих взаимодействиях (см. табл. 1 и 4).

Подавляющее большинство событий с Λ - и K_s^0 -частицами (70 %) имеют число протонов-участников больше 4, т. е. принадлежат к центральным и полуцентральным взаимодействиям. Этот факт и определяет, в основном, 30 %-е превышение множественности π -мезонов и протонов-участников в событиях со странными частицами по сравнению со всеми неупругими СС-взаимодействиями.

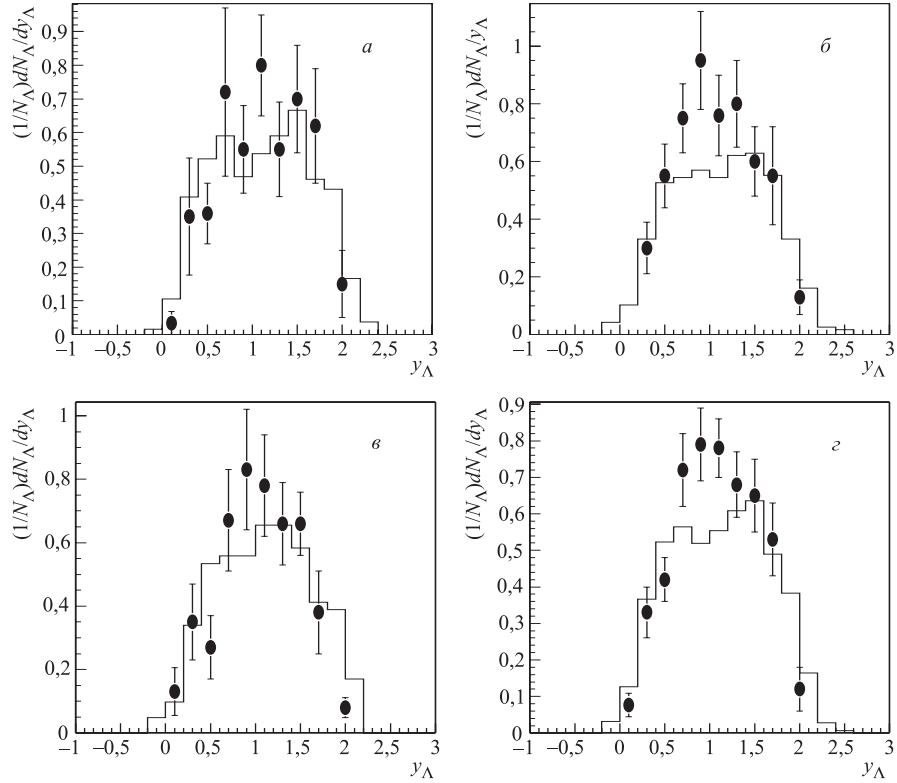


Рис. 3. Распределения Λ -гиперонов по быстротам. Обозначения те же, что и на рис. 1

В периферических СС $^\Lambda$ - и СС $^{K_s^0}$ -взаимодействиях множественности π^- -мезонов значительно (в $\sim 1,5$) выше, чем в неупругих периферических СС-соударениях (см. табл. 2–4). Во всех остальных группах имеет место обратное соотношение (уменьшенное рождение мезонов в СС $^\Lambda$ - и СС $^{K_s^0}$ -взаимодействиях).

Множественности протонов-участников в группах CC^{in} -взаимодействий с $n_p^{yч} > 4$ ненамного превышают соответствующие множественности в CC^Λ - и $CC^{K_s^0}$ -взаимодействиях.

Таблица 6. Средние кинематические характеристики Λ -гиперонов и протонов-участников, K_s^0 - и π^- -мезонов в CC -взаимодействиях в зависимости от степени центральности соударения ядер углерода

Средн. кинемат. хар-ки		$n_p^{yч} \leq 4$	$4 < n_p^{yч} \leq 8$	$n_p^{yч} > 8$	Все события
$\langle p_{lab} \rangle$, ГэВ/с	Λ	$1,88 \pm 0,10$	$1,85 \pm 0,08$	$1,82 \pm 0,08$	$1,85 \pm 0,05$
	$p_{in}^{yч}$	$1,802 \pm 0,006$	$1,889 \pm 0,007$	$1,869 \pm 0,009$	$1,857 \pm 0,004$
$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	Λ	$0,394 \pm 0,019$	$0,477 \pm 0,022$	$0,456 \pm 0,022$	$0,446 \pm 0,015$
	$p_{in}^{yч}$	$0,446 \pm 0,001$	$0,479 \pm 0,001$	$0,505 \pm 0,002$	$0,476 \pm 0,001$
$\langle \Theta \rangle$, °	Λ	$16,7 \pm 1,2$	$18,8 \pm 1,0$	$19,2 \pm 1,2$	$18,3 \pm 0,6$
	$p_{in}^{yч}$	$28,7 \pm 0,1$	$27,1 \pm 0,1$	$26,9 \pm 0,2$	$27,5 \pm 0,07$
K	Λ	$4,0 \pm 0,8$	$2,6 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,6$	$2,9 \pm 0,3$
	$p_\Lambda^{yч}$	$5,8 \pm 1,0$	$4,5 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,3$
	$p_{in}^{yч}$	$9,3 \pm 0,4$	$7,3 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,2$
$\langle p_{lab} \rangle$, ГэВ/с	K_s^0	$1,2 \pm 0,10$	$1,13 \pm 0,08$	$1,28 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,08$
	π_{in}^-	$0,59 \pm 0,005$	$0,591 \pm 0,005$	$0,591 \pm 0,006$	$0,592 \pm 0,005$
$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	K_s^0	$0,385 \pm 0,033$	$0,393 \pm 0,022$	$0,394 \pm 0,029$	$0,391 \pm 0,016$
	π_{in}^-	$0,238 \pm 0,001$	$0,240 \pm 0,002$	$0,246 \pm 0,002$	$0,241 \pm 0,001$
$\langle \Theta \rangle$, °	K_s^0	$22,8 \pm 2,0$	$26,1 \pm 1,9$	$21,7 \pm 1,6$	$23,9 \pm 1,1$
	π_{in}^-	$41,3 \pm 0,3$	$40,7 \pm 0,3$	$41,0 \pm 0,4$	$41,0 \pm 0,2$

Множественности однозарядных стриппинговых фрагментов в CC^Λ - и $CC^{K_s^0}$ -взаимодействиях больше, чем множественности в CC^{in} -взаимодействиях. В то же время в группах CC^Λ - и $CC^{K_s^0}$ -взаимодействий множественности многозарядных фрагментов в среднем меньше, чем в CC^{in} -событиях (см. табл. 2–4).

Отношения средних множественностей π^\pm -мезонов к среднему числу протонов-участников в CC^Λ -, $CC^{K_s^0}$ - и CC^{in} -событиях в пределах ошибок совпадают во второй и в третьей группах. В периферических CC -взаимодействиях с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов образуется в среднем больше π^\pm -мезонов, чем в периферических CC^{in} -событиях (см. табл. 2–4).

Отличие множественностей частиц во всех рассматриваемых взаимодействиях в значительной мере обусловлено отличием распределений по числу протонов-участников, в частности малой долей периферических событий в CC^Λ - и $CC^{K_s^0}$ -взаимодействиях (см. табл. 2–4).

Таблица 7. Средние кинематические характеристики протонов-участников и π^- -мезонов в СС-взаимодействиях с рождением и без рождения V^0 -частиц

Средн. кинемат. хар-ки		CC^{in}	CC^{in} с Λ	CC^{in} с K_s^0
$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^-} \rangle$, ГэВ/с	э	$0,592 \pm 0,003$	$0,584 \pm 0,024$	$0,586 \pm 0,039$
	м	$0,622 \pm 0,001$	$0,606 \pm 0,009$	$0,540 \pm 0,015$
$\langle p_t^{\pi^-} \rangle$, ГэВ/с	э	$0,241 \pm 0,001$	$0,238 \pm 0,011$	$0,228 \pm 0,017$
	м	$0,249 \pm 0,000$	$0,247 \pm 0,003$	$0,212 \pm 0,003$
$\langle \Theta^{\pi^-} \rangle$, °	э	$41,0 \pm 0,2$	$39,1 \pm 0,2$	$39,8 \pm 0,3$
	м	$40,0 \pm 0,1$	$39,4 \pm 0,6$	$33,6 \pm 0,9$
$\langle p_{\text{лаб}}^{p^{yq}} \rangle$, ГэВ/с	э	$1,857 \pm 0,004$	$1,88 \pm 0,04$	$1,90 \pm 0,04$
	м	$1,831 \pm 0,002$	$1,871 \pm 0,015$	$1,80 \pm 0,02$
$\langle p_t^{p^{yq}} \rangle$, ГэВ/с	э	$0,476 \pm 0,001$	$0,504 \pm 0,005$	$0,495 \pm 0,013$
	м	$0,475 \pm 0,000$	$0,479 \pm 0,003$	$0,463 \pm 0,005$
$\langle \Theta^{p^{yq}} \rangle$, °	э	$27,5 \pm 0,1$	$24,3 \pm 0,2$	$25,8 \pm 0,3$
	м	$30,2 \pm 0,2$	$27,3 \pm 0,3$	$27,0 \pm 0,5$

Наглядное представление о распределении СС-взаимодействий с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов по множественностям π^- -мезонов и протонов-участников дают рис. 4 и 5*. Для сравнения там же показаны соответствующие распределения для всех неупругих СС-взаимодействий. Можно видеть явные смещения распределений для событий с V^0 -частицами в сторону больших множественностей относительно распределений ССⁱⁿ-соударений. В СС^{V⁰}-событиях наблюдается уменьшение доли безмезонных событий и увеличение доли событий с n_{π^-} в интервале 2–5 (рис. 4). В распределении СС^{V⁰}-событий по числу протонов-участников наблюдается широкое плато в интервале $n_p^{yq} = 4$ –10, характеризующее наиболее вероятные события с рождением Λ - и K_s^0 -частиц.

Обратимся теперь к сравнению кинематических характеристик частиц в СС-взаимодействиях с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов с соответствующими характеристиками частиц для всех неупругих взаимодействий ядер углерода. Средние значения импульсов и углов вылета π^- -мезонов и протонов-участников приведены в табл. 7. Видно, что образование Λ - и K_s^0 -частиц практически не влияет на средние кинематические характеристики π^- -мезонов. Что касается протонов-участников, то средние значения их им-

*Так как распределения событий с Λ -гиперонами и K_s^0 -мезонами по множественности вторичных частиц совпадают, на рисунках приведены суммарные распределения для СС ^{Λ} - и СС ^{K_s^0} -соударений.

пульсов слабо зависят от типа рассматриваемых СС-взаимодействий; их средний поперечный импульс немного увеличивается при переходе от событий CC^{in} к CC^{V^0} , а средний угол испускания Θ уменьшается (см табл. 7).

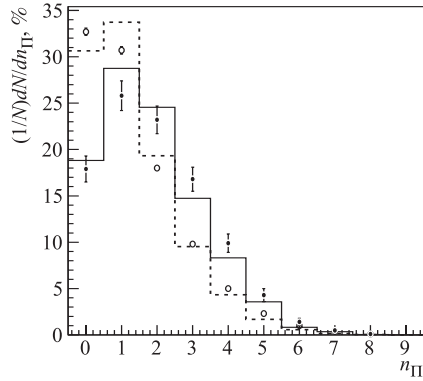


Рис. 4. Распределения по множественностям π^- -мезонов во всех неупругих СС-взаимодействиях (светлые точки) и во взаимодействиях с рождением странных частиц (темные точки). Пунктирная и сплошная гистограммы — соответствующие расчетные распределения

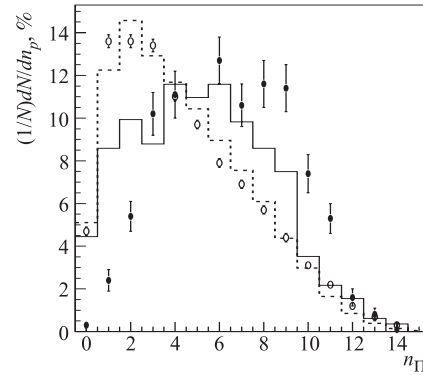


Рис. 5. Распределения по множественностям протонов-участников во всех неупругих СС-взаимодействиях и во взаимодействиях с рождением странных частиц. Обозначения те же, что и на рис. 4

Сравнение средних импульсных характеристик Λ -гиперонов, протонов-участников из неупругих СС-взаимодействий и протонов-участников из событий с Λ -гиперонами позволяет сделать вывод о совпадении $\langle p_{\text{лаб}} \rangle$ для всех трех категорий частиц и всех типов взаимодействий (см. табл. 7). Следует отметить, что Λ -гипероны вылетают в среднем под меньшими углами и имеют средний поперечный импульс на 10% меньше, чем протоны-участники из CC^{in} -взаимодействий (см. табл. 6, 7). Сближения средних поперечных импульсов Λ -гиперонов и протонов-участников с ростом центральности соударений не наблюдается. На рис. 6 показаны p_t -распределения Λ -гиперонов и протонов-участников из CC^{in} -взаимодействий. Видно, что они близки между собой при $p_t > 0,3$ ГэВ/с*. Основное отличие распределений имеет место при $p_t \sim 0,1-0,2$ ГэВ/с.

Распределение протонов-участников по $\cos \Theta^*$ более анизотропное, чем соответствующее распределение Λ -гиперонов, причем наибольшая анизотро-

* Λ -гиперонов с $p_t > 1,4$ ГэВ/с на нашей статистике не зарегистрировано.

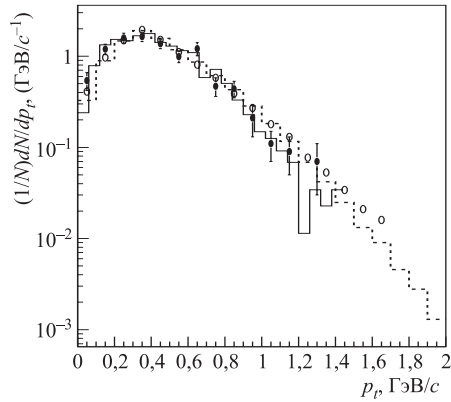


Рис. 6. Распределения Λ -гиперонов и протонов-участников во всех неупругих СС-взаимодействиях по поперечному импульсу. Темные точки — распределения Λ -гиперонов, светлые точки — распределения протонов-участников. Сплошная и пунктирная гистограммы — соответствующие расчетные распределения

пия наблюдается для протонов-участников из ССⁱⁿ-взаимодействий (см. табл. 6).

Наиболее интересно распределение Λ -гиперонов по продольной быстрой y в сравнении с соответствующим распределением протонов-участников из ССⁱⁿ-взаимодействий (рис. 7). В распределении Λ -гиперонов нет характерных для протонов максимумов в областях фрагментаций ядра-снаряда и ядрамишени. Λ -гипероны сосредоточены преимущественно в центральной области быстрот. Это результат большей центральности СС-взаимодействий с рождением Λ -гиперонов.

K_s^0 -мезоны, как и π^- -мезоны (см. рис. 8), преимущественно рождаются в центральной области быстрот. Однако K_s^0 -мезоны в отличие от π^- -мезонов

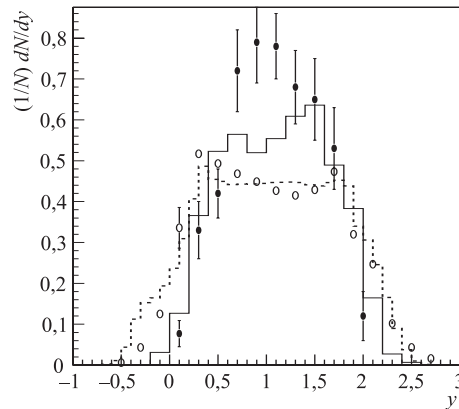


Рис. 7. Распределения по быстрой y Λ -гиперонов и протонов-участников во всех неупругих СС-взаимодействиях. Обозначения те же, что и на рис. 6

имеют в среднем бóльшие полный и поперечный импульсы (табл. 5, 6) и, соответственно, значительно различаются распределения этих частиц по $p_{\text{лаб}}$ и p_t (рис.9). Из табл. 6 следует, что для K_s^0 - и π^- -мезонов характерна независимость средних кинематических характеристик от степени централь-

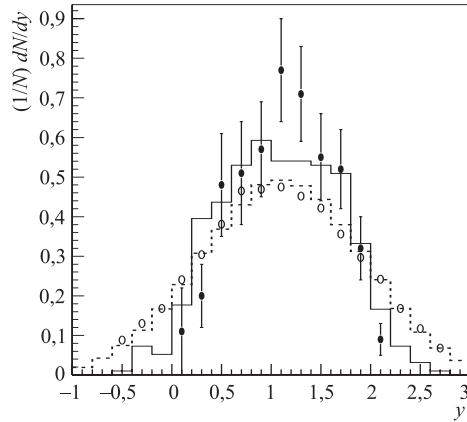


Рис. 8. Распределения K_s^0 — и π^- -мезонов во всех неупругих СС-взаимодействиях по быстротам. Темные точки — распределения K_s^0 -мезонов, светлые точки — распределения π^- -мезонов. Сплошная и пунктирная гистограммы — соответствующие расчетные распределения

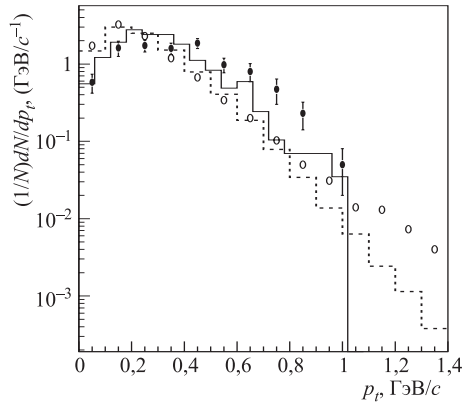


Рис. 9. Распределения K_s^0 - и π^- -мезонов во всех неупругих СС-взаимодействиях по поперечному импульсу. Обозначения те же, что и на рис. 8

ности соударения. Эта особенность K_s^0 - и π^- -мезонов имеет место только для взаимодействий симметричных ядер.

Представленные данные за исключением группы периферических взаимодействий согласуются с картиной, изложенной во введении: наблюдается несколько подавленный выход π -мезонов, Λ -гипероны преимущественно рождаются в центральной области быстрот, каскадные процессы во взаимодействиях с рождением странных частиц несколько больше, чем в средних CC -соударениях. Мы полагаем, что все это связано с ограниченным фазовым объемом в NN -взаимодействиях с образованием Λ - и K_s^0 -частиц. Периферические соударения требуют особого рассмотрения.

3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТАМИ ПО МОДЕЛИ FRITIOF

Несколько утрируя реальную ситуацию, основные положения модели FRITIOF [17, 18] можно сформулировать следующим образом: в неупругих NN -взаимодействиях образуются один или два возбужденных нуклона, при распаде которых появляются наблюдаемые адроны. Возбужденные нуклоны рассматриваются как кварковые струны, и для описания их распадов применяется соответствующая кварковая модель [19]. В случае ядро-ядерных соударений предполагается, что возбужденные нуклоны могут испытывать повторные взаимодействия, в результате которых меняется их масса и масса соответствующих кварковых струн. Вероятности повторных взаимодействий рассчитываются в глауберовском приближении. Рождаемые адроны покидают ядра не испытывая взаимодействий (т. е. пренебрегается каскадными перерассеяниями).

Мы используем вариант модели FRITIOF, адаптированный для низких энергий [20, 21]. В нем каскадные взаимодействия учитываются в рамках реджеонной модели разрушения ядер [22]. Ранее этот вариант модели применялся для описания данных о pC - и CC -взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон [7–9].

В настоящей работе события неупругих CC -взаимодействий, сгенерированные с помощью модифицированной модели FRITIOF [20, 21], так же как и экспериментальные, были разделены на три группы по числу протонов-участников (см. табл. 1). Во всех рассматриваемых группах событий были определены характеристики вторичных частиц. При сравнении экспериментальных и расчетных данных выявились некоторые различия. Среди искусственных событий CC^{V^0} -соударений доля событий с $n_p^{yc} \leq 4$ в 1,5 раза больше, чем в экспериментальных. Доли событий с $4 < n_p^{yc} \leq 8$ близки для экспериментальных и искусственных взаимодействий. Для центральных соударений ($n_p^{yc} > 8$) наблюдается превышение экспериментальных значений

над расчетными (см. табл. 1). Заметим, что аналогичные экспериментальные и расчетные распределения всех неупругих CC -взаимодействий хорошо согласуются друг с другом (см. табл. 4).

Сравнение экспериментальных данных о множественностях вторичных частиц с соответствующими расчетами по модели FRITIOF для CC -взаимодействий с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов показывает (табл. 2, 3), что модель удовлетворительно (расхождение, в основном, меньше 10 %) воспроизводит средние множественности всех заряженных частиц, π^- -мезонов и протонов-участников во всех анализируемых группах. Наибольшее расхождение между экспериментом и моделью наблюдается при сравнении множественностей испарительных протонов ($0,15 < p \leq 0,3$ ГэВ/с) и стриппинговых фрагментов ядра-снаряда. Как указывалось в [7], это расхождение связано с использованием испарительной модели, которая, как правило, переоценивает рождение однозарядных фрагментов и недооценивает множественности многозарядных. В результате, использованная нами модифицированная модель FRITIOF переоценивает множественность стриппинговых частиц с $Z = 1$.

Согласно модели, при переходе от CC^{in} - к CC^{V^0} -взаимодействиям во всех выделенных группах должно происходить увеличение выхода π^- -мезонов, незначительное увеличение множественности протонов-участников и множественности однозарядных стриппинговых фрагментов, а множественности испарительных протонов и многозарядных фрагментов должны уменьшаться (см. табл. 2–4). Это противоречит наблюдаемым экспериментальным закономерностям (см. выше). Наиболее существенные расхождения наблюдаются в распределениях взаимодействий по числу протонов-участников (см. рис. 5). Расчетные и экспериментальные распределения по числу протонов-участников согласуются между собой для CC^{in} -взаимодействий и отличаются для CC^{V^0} -соударений. В последнем случае модель переоценивает вероятность событий с малым числом протонов-участников ($n_p^{\text{уч}} \leq 2$) и недооценивает вероятность событий с $n_p^{\text{уч}} \geq 8$. Выход протонов-участников тесно связан с предполагаемым механизмом разрушения ядер, который, мы полагаем, нуждается в уточнении. Непосредственно проверить механизм множественного рождения адронов позволяют данные, представленные на рис. 4, о распределениях событий по множественностям π^- -мезонов. Согласно рисунку, модель хорошо воспроизводит распределение для CC^{V^0} -взаимодействий. Соответствующее распределение для CC^{in} -взаимодействий воспроизводится моделью хуже. Меньшая вероятность многомезонных событий в модели сказалась на уменьшении средней множественности π^- -мезонов в центральных и полуцентральных CC^{in} -взаимодействиях (см. табл. 4 и [9]).

Изучение кинематических характеристик частиц показывает, что модель удовлетворительно воспроизводит средние значения $\langle p_{\text{лаб}} \rangle$, $\langle p_t \rangle$, $\langle \Theta \rangle$ для Λ -гиперонов во всех группах CC^{V^0} -взаимодействий и их распределения по по-

перечному импульсу (см. табл. 5 и рис. 2). В то же время из табл. 5 и рис. 1 видно, что расчетные угловые распределения Λ -гиперонов в с. ц. м. более анизотропны по сравнению с экспериментальными во всех группах — $K^M > K^9$ (определение K дано выше). Эксперимент показывает, что Λ -гипероны с большей вероятностью рождаются в центральной области, чем предсказывает модель (рис. 3).

Для K_s^0 -мезонов ситуация иная: расчетные значения $\langle p_{\text{лаб}} \rangle$ и $\langle p_t \rangle$ систематически меньше экспериментальных, а $\langle \theta \rangle$ — больше, хотя ошибки в определении экспериментальных величин довольно велики (см. табл. 5, 6).

Представляет интерес сравнение распределений двух типов барионов (Λ и p^{yc}) и двух типов мезонов (K_s^0 и π^-) по кинематическим переменным. Распределения Λ -гиперонов и протонов-участников по p_t из всех неупругих СС-взаимодействий близки между собой и удовлетворительно воспроизводятся моделью FRITIOF (рис. 6), а быстрое распределение существенно отличаются. Модель количественно воспроизводит быстрое распределение протонов, но не описывает соответствующее экспериментальное распределение Λ -гиперонов (рис. 7).

Что касается распределений K_s^0 - и π^- -мезонов по поперечным импульсам, то модель правильно передает общую зависимость числа частиц от поперечного импульса, однако занижает число K_s^0 -мезонов в интервале $p_t > 0,6$ ГэВ/с, а π^- -мезонов — в интервале $p_t > 0,7$ ГэВ/с (рис. 9). Модель систематически недооценивает значения средних поперечных импульсов K_s^0 -мезонов.

Согласно рис. 8 экспериментальные и расчетные распределения π^- -мезонов по быстротам близки друг к другу. Распределения K_s^0 -мезонов качественно отличаются — экспериментальное распределение имеет колоколообразную форму, а расчетное распределение достаточно плоское. Таким образом, механизм рождения K_s^0 -мезонов также нуждается в дальнейшем уточнении.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены экспериментальные данные о характеристиках Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов и сопровождающих их частиц в СС-взаимодействиях в зависимости от степени центральности этих взаимодействий.

Показано, что:

1. Λ -гипероны и K_s^0 -мезоны рождаются преимущественно в более центральных взаимодействиях по сравнению со всеми неупругими взаимодействиями. Доля событий СС $^{V^0}$ с $n_p^{yc} > 4$ составляет 70 %, тогда как во всех неупругих взаимодействиях доля таких событий всего 40 % (см. табл. 4).

2. В СС-событиях с рождением Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов средние множественности π -мезонов на 33 % выше, чем в неупругих СС-взаимодействиях (см. табл. 2, 4). Этот результат обусловлен большей центральностью СС-взаимодействий с рождением странных частиц. Во взаимодействиях с фиксированной центральностью соударений наблюдается уменьшенный выход π -мезонов по сравнению с соответствующими ССⁱⁿ-взаимодействиями (за исключением периферических взаимодействий).
3. Средние множественности π^+ - и π^- -мезонов возрастают с увеличением степени центральности соударения медленнее, чем среднее число протонов-участников, соответственно среднее число π^\pm -мезонов на один протон-участник уменьшается с ростом центральности соударений ядер углерода (см. табл. 2, 3).
4. Средние кинематические характеристики K_s^0 -мезонов не зависят от степени центральности СС-взаимодействий. Для Λ -гиперонов прослеживается слабый (10 %) рост среднего поперечного импульса и среднего угла вылета при переходе от периферических соударений к центральным. Средний импульс при этом не меняется.
5. С увеличением числа протонов-участников в событии уменьшается анизотропия угловых распределений и Λ -гиперонов (рис. 1) и K_s^0 -мезонов в с. п. м. NN -соударений. Распределение K_s^0 -мезонов в группе с $n_p^{yc} > 8$ становится изотропным (см. табл. 5).
6. Быстротные распределения Λ -гиперонов имеют один максимум в центральной области во всех группах в отличие от соответствующих распределений протонов-участников во всех неупругих СС-взаимодействиях, в которых присутствуют пики в областях фрагментации ядер снаряда и мишени.
7. Средние импульсы Λ -гиперонов и протонов-участников в лаб. системе совпадают во всех группах, но значительно отличаются их средние углы испускания. Λ -гипероны покидают мишень в среднем под меньшим углом, чем протоны-участники (см. табл. 6). Средний импульс K_s^0 -мезонов примерно в два раза больше среднего импульса π^- -мезонов. Средний поперечный импульс K_s^0 -мезонов превышает средний поперечный импульс π^- -мезонов примерно в 1,6 раза.
8. С увеличением центральности соударений не наблюдается сближения средних поперечных импульсов Λ -гиперонов и протонов-участников (температур испускания) в отличие от экспериментов при более высоких энергиях [4, 23].

9. Расчеты по модифицированной программе FRITIOF согласуются с экспериментальными данными в пределах 10–15 % точности. Однако предсказания модели качественно отличаются от наблюдаемых закономерностей для групп соударений с различной центральностью. Необходимо дальнейшее уточнение механизмов разрушения ядер и образования K_s^0 -мезонов.

Авторы благодарны В. В. Белага и Л. В. Чхаидзе за помощь в работе. Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 04-02-17104, 03-02-17079).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Методические вопросы

1. Идентификация V^0 -частиц проводилась по наблюдаемым модам распада*. Однозначно идентифицированными частицами считались те, для которых либо χ^2_Λ , либо $\chi^2_{K_s^0}$ было меньше 11,3, что соответствует однопроцентной вероятности гипотезы. Неразделенные по χ^2 V^0 -частицы, для которых и χ^2_Λ и $\chi^2_{K_s^0}$ меньше 11,3, далее (Λ или K_s^0) составляют 25 % от общего числа V^0 с $\chi^2 < 11,3$. 9 % из них были идентифицированы по ионизации положительного следа от распада V^0 .

2. Правильность идентификации Λ - и K_s^0 -частиц проверялась путем анализа распределений по $M_{p\pi^-}$, $M_{\pi^+\pi^-}$, α , $\cos \Theta_{\pi^-}^*$, $p_t^{\pi^-}$, где $M_{p\pi^-}$, $M_{\pi^+\pi^-}$ — эффективные массы продуктов распада Λ или K_s^0 -частицы, соответственно. $\alpha = (p_t^+ - p_t^-)/(p_t^+ + p_t^-)$, где p_t^+ и p_t^- — продольные компоненты импульсов положительно и отрицательно заряженных пионов от распада K_s^0 -мезонов. Симметрию распределения по α нарушают неразделенные V^0 -частицы, взятые, как K_s^0 -частицы. Эта группа частиц нарушает также изотропию распределения K_s^0 по $\cos \Theta_{\pi^-}^{**}$ и распределение по поперечному импульсу π^- -мезонов — $p_t^{\pi^-}$. В то же время добавление неоднозначно идентифицированных V^0 -частиц как Λ в распределение Λ -гиперонов по $\cos \Theta^*$ приводит к восстановлению изотропии.

Анализ всех распределений позволил сделать вывод о том, что 94 % частиц из группы (Λ или K_s^0) составляют Λ -гипероны. Если отнести неразделенные V^0 -частицы к Λ -гиперонам, то примесь K_s^0 к числу Λ -гиперонов составляет 2 %, а потеря K_s^0 -мезонов — 4 % от их числа, что находится в пределах наших статистических ошибок. Поэтому в дальнейшем все неразделенные

* $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

** $\Theta_{\pi^-}^*$ - угол в системе покоя K_s^0 между направлением импульса K_s^0 -мезона в лаб. системе и импульсом отрицательно заряженного продукта распада.

по χ^2 и по ионизации V^0 -частицы считались Λ -гиперонами. Окончательная статистика частиц составляет 687 Λ -гиперонов и 287 K_s^0 -мезонов. Средние значения эффективных масс Λ - и K_s^0 -частиц близки к табличным [24].

Были определены поправки к числу Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов, обусловленные потерями по разным причинам. Одна группа потерь обусловлена недостаточным визуальным разрешением треков около точки взаимодействия в событиях с большой плотностью треков в этой области. С помощью метода Барглетта [25] была определена нижняя граница $L_{cut} = 2$ см для Λ - и K_s^0 -частиц и, соответственно, была уменьшена эффективная область для распадов этих частиц. Далее по известной формуле (см. [11]) определялась вероятность распада Λ - и K_s^0 -частиц в пределах выбранной эффективной области и, соответственно, каждой из анализируемых частиц приписывался «вес» W — величина, обратная вероятности распада V^0 -частицы в эффективной области камеры. $\langle W^\Lambda \rangle = 1,37 \pm 0,02$, а $\langle W^{K_s^0} \rangle = 1,61 \pm 0,06$. Кроме того, проверялась изотропия распределений Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов по азимутальному углу φ после введения «весов»; φ — угол в плоскости, перпендикулярной к направлению пучковой частицы. Оказалось, что в интервале углов, близких к 90 и 270° , изотропия нарушалась и необходимо было вводить дополнительные поправки (1,15 для Λ и 1,08 для K_s^0 -частиц). Для Λ -гиперонов была введена также поправка (1,11) на потери в интервале $0,9 < \cos \Theta_\Lambda^* < 1$, где Θ_Λ^* — угол вылета Λ -частицы в системе NN -соударений относительно оси соударений.

Множественности Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов после введения указанных выше поправок приведены в табл. 1 (N_Λ и $N_{K_s^0}$). В табл. 1 даны также полные числа Λ и K_s^0 -частиц с учетом нейтральных мод их распадов ($N_\Lambda^{полн}$ и $N_{K_s^0}^{полн}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Avramenko S. A. et al. // JINR. Rapid Comm. 5[68]. 1994. 14;
Avramenko S. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 585. 91c;
Lukstins J. // Nucl. Phys. A. V. 691. 2001. P. 491.
2. http://www.gsi.de/zukunftsprojekt/index_e.html
3. Braun-Munzinger P., Cleymans J., Oeschler H., Redlich K. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 697. P. 902.
4. Anticic T. et al. (NA49 Collab.) // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 024902.
5. Afanasiev S. V. et al. (NA49 Collab.) // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 054902.

6. *Gazdzicki M., Rohrich D.* // *Z. Phys. C.* 1995. V. 65. P. 215; 1996. V. 71. P. 55.
Gazdzicki M. // *Z. Phys. C.* 1995. V. 66. P. 659.
Gazdzicki M., Gorenstein M. I. // *Acta Phys. Pol. B.* 1999. V. 30. P. 2705.
7. *Галоян А. С. и др.* // *ЯФ.* 2003. Т. 66. С. 868.
8. *Галоян А. С. и др.* // *ЯФ.* 2004. Т. 67. С. 273.
9. *Бондаренко А. И. и др.* // *ЯФ.* 2002. Т. 65. С. 95.
10. *Бондаренко А. И. и др.* Сообщ. ОИЯИ P1-98-292. Дубна, 1998.
11. *Йовчев К. Й., Кладницкая Е. Н.* Сообщ. ОИЯИ P1-86-166. Дубна, 1986.
12. *Simic Lj. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37. P. 2064.
13. *Anikina M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 1971.
14. *Anikina M. et al.* // *Z. Phys. C.* 1984. V. 25. P. 1.
15. *Йовчев К. Й. и др.* // *ЯФ.* 1985. Т. 42. С. 194.
16. *Армутлийский Д. А. и др.* // *ЯФ.* 1986. Т. 43. С. 366.
17. *Andersson B. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1987. V. 281. С. 289.
18. *Nilsson-Almqvist B., Stenlund E.* // *Comp. Phys. Commun.* 1987. V. 43. P. 387.
19. *Sjöstrand T.* // *Comp. Phys. Commun.* 1986. V. 39. P. 347.
20. *Uzhinskii V. V.* Preprint JINR, E2-96-192. Dubna, 1996.
21. *Ганхуяг Б., Ужинский В. В.* Сообщ. ОИЯИ, P1-97-315. Дубна, 1997; Сообщ. ОИЯИ P2-97-397. Дубна, 1997.
22. *El-Waged Kh., Uzhinskii V.V.* // *ЯФ.* 1997. Т. 60. С. 925.
23. *Stephans G.S.F., Wuz Y.* // *J. Phys. G.* 1997. V. 23. P. 1895.
Seyboth P. // *J. Phys. G.* 1997. V. 23. P. 1787.
Barrette J. et al. (E877 Collab.) // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 63. P. 014902.
24. *Eidelman S. et al. (Particle Data Group)* // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 592. P. 1. (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
25. *Bartlett M.* // *Phil. Mag.* 1953. V. 350. P. 249.

Получено 10 июня 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 26.09.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,64. Тираж 365 экз. Заказ № 55029.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/