



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-88-645

Г.Р.Гулканян*, И.А.Ивановская, Е.Н.Кладницкая,
С.А.Корчагин*

СУММАРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПИОНОВ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,2 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Ереванский физический институт

Статистика анализируемых событий

Взаимодействия	СТа	d Та	СС МН
Число событий	1111	1347	1588

Важной характеристикой неупругих ядро-ядерных столкновений, наряду со средней множественностью рожденных пионов, является уносимая ими средняя суммарная энергия или, другими словами, средний коэффициент неупругости взаимодействия ядер. Возможность одновременного изучения в одном эксперименте характеристик заряженных и нейтральных пионов предоставляет 2-метровая пропановая пузырьковая камера ОИЯИ с размещенными в ней тонкими танталовыми мишенями, облученная в пучках релятивистских ядер на синхрофазотроне ОИЯИ.

В предыдущих публикациях сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пропановой камере были получены экспериментальные данные о распределениях по множественности и по кинематическим параметрам π^- -мезонов^{/1,2/} и π^0 -мезонов^{/3,4/} в dТа- и СТА-столкновениях и в многонуклонных СС-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон^{/5,6/}. При изучении суммарных характеристик пионов в данной работе использованы эти, а также полученные вновь экспериментальные данные для вторичных заряженных и нейтральных пионов в различных выборках событий СТА- и СС-столкновений, характеризующихся различной "центральности" столкновения. К числу изучаемых в данной работе характеристик пионов относятся: суммарная энергия $E = \sum E_i$ /в лабораторной системе и в системе центра масс NN-столкновения/, суммарный продольный импульс $P_L = \sum P_{L_i}$ /в лабораторной системе/, сумма модулей поперечных импульсов $P_T = \sum |P_{T_i}|$. Статистические моменты некоторых экспериментальных распределений по этим коллективным переменным сравниваются с предсказаниями, основанными на предположении о независимом характере взаимодействий нуклонов налетающего ядра с мишенью. Для проведения такого сравнения использованы экспериментальные данные по dТа-взаимодействиям^{/1,3/}.

Методические вопросы, связанные с обработкой данных с 2-метровой пропановой камеры и, в частности, с учетом поправок к экспериментально наблюдаемым множественностям заряженных пионов и γ -квантов и с восстановлением характеристик π^0 -мезонов по характеристикам γ -квантов, рассматриваются в упомянутых выше публикациях, а также в работах^{/7,8/}. Напомним только, что в выборку /многонуклонных/ СС^{МН}-взаимодействий включены события, в которых:

а/ суммарный заряд вторичных частиц $Q > 7$;

б/ отсутствуют спектаторные фрагменты ядра-снаряда с зарядом $Z \geq 2$;

в/ число однозарядных спектаторных фрагментов ядра-снаряда $n_s \leq 2$ /будет использована также выборка с $n_s = 0$ /.

Сведения об использованной в данной работе статистике событий приведены в табл. 1.

В табл.2 приведены средние множественности $\pi^{-/1,2,6/}$, π^+ и π^0 -мезонов^{/4,6/}, средняя суммарная энергия, уносимая пионами каждого типа в акте взаимодействий, средняя суммарная энергия, уносимая пионами всех типов в СТА-взаимодействиях, в многонуклонных $n_s \leq 2$ / СС-взаимодействиях и в dТа-взаимодействиях. Данные приведены в л.с.к. /Е/ и в с.ц.м. NN-взаимодействия /Е*/.

Отметим, что включенные в табл. 2 /и в последующие таблицы/ данные по идентифицированным положительным пионам относятся в основном к их сравнительно малоэнергетической части до 750 МэВ/с, которую в пропановой камере можно достаточно уверенно идентифицировать на фоне других положительно заряженных частиц /протонов/. Можно ожидать, что в высокоэнергетической части спектра, т.е. в области фрагментации снаряда, состоящего из равного количества протонов и нейтронов, π^+ и π^- -мезоны обладают близкими характеристиками. Рассчитанный в этом предположении вклад неидентифицированных высокоэнергетических π^+ -мезонов в энергию π^+ -мезонов составляет 26% в СТА-взаимодействиях и 40% в СС^{МН}-взаимодействиях, поэтому можно ожидать, что приведенные в табл.2 экспериментальные значения для суммарной энергии Е, уносимой пионами всех знаков, занижены примерно на 8% для СТА- и на 13% для СС^{МН}-взаимодействий. Эти неопределенности учтены в ошибках к величинам средних суммарных энергий пионов.

В табл. 2 приводятся также доли уносимой пионами энергии в л.с.к. относительно средней суммарной кинетической энергии провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда $T_0 < \nu >$, где использованы значения $< \nu >^{СТа} = (6,6 \pm 0,3)^{1/2}$ и $< \nu >^{ССМН} = (8,0 \pm 1,0)^{1/2}$, $T_0 = 3,36$ ГэВ.

Таблица 2

Средние множественности и энергии π -мезонов
в СтА-, dТа- и многонуклонных СС-взаимодействиях

	π^0	π^-	π^+	π^\pm	$\langle \Sigma E_\pi \rangle / \langle n_\pi \rangle$		
$\langle n_\pi \rangle$	3,7	3,4	2,9	10,0		Неупругие СтА- взаимодействия	
\pm	$\pm 0,3$	$\pm 0,2$	$\pm 0,3$	$+0,8$ $-0,5$			
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	2,2	1,74	1,2	5,1	0,51		
/ГэВ/	$\pm 0,2$	$\pm 0,10$	$\pm 0,1$	$+0,4$ $-0,2$	$\pm 0,06$		
$\langle E_{\text{сцм}}^* \rangle$	1,6	1,37	1,14	4,1	0,41		
/ГэВ/	$\pm 0,2$	$\pm 0,08$	$\pm 0,12$	$+0,4$ $-0,2$	$\pm 0,05$		
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	9,9	7,8	5,4	23,1	2,3		
$\frac{\langle E_{\text{лаб}} \rangle}{T_0 \cdot \langle \nu \rangle}$	$\pm 1,1$	$\pm 0,6$	$\pm 0,5$	$+2,2$ $-1,3$	$\pm 0,3$		
$\langle n_\pi \rangle$	3,2	2,92	2,61	8,7			ССМН-взаимодействия с $Z_{\text{стр}} \leq 2$
\pm	$\pm 0,2$	$\pm 0,04$	$\pm 0,06$	$+0,6$ $-0,2$			
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	2,2	1,95	1,18	5,3	0,61		
/ГэВ/	$\pm 0,2$	$\pm 0,04$	$\pm 0,02$	$+0,5$ $-0,2$	$\pm 0,07$		
$\langle E_{\text{сцм}}^* \rangle$	1,2	1,28	0,93	3,4	0,39		
/ГэВ/	$\pm 0,1$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$+0,4$ $-0,1$	$\pm 0,05$		
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	8,2	7,3	4,4	20,0	2,3		
$\frac{\langle E_{\text{лаб}} \rangle}{T_0 \cdot \langle \nu \rangle}$	$\pm 1,3$	$+0,9$	$\pm 0,6$	$+2,6$ $-1,7$	$\pm 0,3$		
$\langle n_\pi \rangle$	1,1	0,91	0,85	2,9		Неупругие dТа- взаимодействия	
\pm	$\pm 0,2$	$\pm 0,05$	$\pm 0,07$	$+0,4$ $-0,3$			
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	0,55	0,41	0,33	1,3	0,45		
/ГэВ/	$\pm 0,05$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$+0,2$ $-0,1$	$\pm 0,08$		
$\langle E_{\text{сцм}}^* \rangle$	0,5	0,35	0,31	1,2	0,41		
/ГэВ/	$\pm 0,1$	$\pm 0,02$	$\pm 0,01$	$+0,2$ $-0,1$	$\pm 0,08$		
$\langle E_{\text{лаб}} \rangle$	10,2	7,7	6,1	24,0	8,3		
$\frac{\langle E_{\text{лаб}} \rangle}{T_0 \cdot \langle \nu \rangle}$	$\pm 1,0$	$\pm 0,4$	$\pm 0,4$	$+2,0$ $-1,1$	$\pm 1,3$		

Для сравнения приводятся также данные по dТа-взаимодействи-
ям $\langle \nu \rangle_{\text{dТа}} = (1,60 \pm 0,04)^{1/2}$ /.

Видно, что хотя при переходе от dТа- к СтА и ССМН-взаимо-
действиям переданная пионам средняя суммарная энергия воз-
растает примерно в 4 раза, ее доля относительно суммарной ки-
нетической энергии провзаимодействовавших нуклонов снаряда
 $\langle \nu \rangle \cdot T_0$ / остается практически неизменной и равной приближи-
тельно 0,23. Этот экспериментальный факт является новым ука-
занием на независимый характер взаимодействия нуклонов налета-
ющего ядра с ядром-мишенью.

Аналогичный вывод ранее был сделан при изучении распреде-
лений по множественности π^- - и π^0 -мезонов^{/4,6/}, корреляций
между множественностями π^- - и π^0 -мезонов и нерелятивистских
протонов^{/9,10/} в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с
на нуклон.

К подобному заключению можно прийти и из представленных в
табл. 3 данных для выборок событий с более жесткими критери-
ями отбора по количеству провзаимодействовавших протонов сна-

Таблица 3

Средние множественности и энергии π -мезонов
в многонуклонных СтА- и СС-взаимодействиях с $Z_{\text{стр}} = 0$

	π^0	π^-	π^+	π^\pm	$\langle \Sigma E_\pi \rangle / \langle n_\pi \rangle$		
$\langle n_\pi \rangle$	$7,0 \pm 0,8$	$6,49 \pm 0,22$	$6,10 \pm 0,25$	$19,6 \pm 1,8$		СтА-взаимодействия с $Z_{\text{стр}} = 0$	
$\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle$				$-0,9$			
(ГэВ)	$3,2 \pm 0,4$	$3,00 \pm 0,10$	$2,75 \pm 0,10$	$9,0 \pm 0,8$	$-0,46$		
$\langle \Sigma E_{\text{сцм}}^* \rangle$				$-0,4$	$\pm 0,06$		
(ГэВ)	$2,5 \pm 0,4$	$2,67 \pm 0,08$	$2,68 \pm 0,10$	$7,8 \pm 0,7$	$0,40$		
$\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle$				$-0,4$	$\pm 0,05$		
$\frac{\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle}{T_0 \cdot \langle \nu \rangle}$	$8,0 \pm 1,1$	$7,5 \pm 0,5$	$6,9 \pm 0,5$	$22,4 \pm 2,1$	$1,2$		
				$-1,3$	$\pm 0,2$		
$\langle n_\pi \rangle$	$3,6 \pm 0,4$	$3,20 \pm 0,08$	$2,95 \pm 0,07$	$9,8 \pm 1,5$			ССМН-взаимодей- ствия с $Z_{\text{стр}} = 0$
$\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle$				$-0,5$			
(ГэВ)	$2,5 \pm 0,3$	$2,17 \pm 0,08$	$1,40 \pm 0,05$	$6,1 \pm 0,9$	$0,63$		
$\langle \Sigma E_{\text{сцм}}^* \rangle$				$-0,3$	$\pm 0,13$		
(ГэВ)	$1,4 \pm 0,2$	$1,45 \pm 0,07$	$1,11 \pm 0,04$	$4,0 \pm 0,6$	$0,41$		
$\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle$				$-0,2$	$\pm 0,09$		
$\frac{\langle \Sigma E_{\text{лаб}} \rangle}{T_0 \cdot \langle \nu \rangle}$	$9,0 \pm 1,1$	$7,7 \pm 0,5$	$5,0 \pm 0,3$	$26,6 \pm 2,3$	$2,7$		
				$-1,2$	$\pm 10,6$		

ряда $\langle n_p \rangle = 0$. В эту выборку включены события, в которых во взаимодействии принимают участие все протоны и практически все нейтроны в случае СТa-взаимодействий, а в случае СС-взаимодействий - около половины нейтронов снаряда^{/6/}. Видно, что в данном случае пионный коэффициент неупругости $k_\pi = \langle \sum E_i^\pi \rangle / (\langle \nu \rangle T_0)$ в пределах ошибок согласуется со значениями из табл. 2.

Интересно отметить, что средняя доля энергии, приходящаяся на один пион, слабо зависит от критериев отбора многонуклонных взаимодействий; см. табл. 2 и 3. Более того, в с.ц.м. NN-взаимодействий эта доля одинакова также для СС-, СТa- и дТа-взаимодействий и составляет примерно $\epsilon_\pi^* = \langle E^* \rangle / \langle n_\pi \rangle = (0,40 \pm 0,05)$ ГэВ / табл. 2, 3/. Близкие значения ϵ_π^* получаются и для многопионных событий с числом заряженных пионов $n_{ch} \geq n_{min}$, при $n_{min} = 12, 14, 15$ для СТa-взаимодействий и $n_{min} = 9, 10$ для СС-взаимодействий с $n_p \leq 2$.

Вывод о независимом характере взаимодействия нуклонов налетающего ядра можно проверить более детально, рассматривая не только средние по спектрам пионов, но и моменты более высокого порядка этих распределений. С этой целью мы будем анализировать экспериментальные данные СТa-взаимодействий по ряду суммарных характеристик вторичных частиц данного типа / π^- , π^+ -мезонов, γ -квантов/ - моменты распределений по суммарному продольному импульсу $\langle P_L^m \rangle = \langle (\sum P_{L_i})^m \rangle$ и моменты распределения по сумме модулей поперечных импульсов $\langle P_T^m \rangle = \langle (\sum |P_{T_i}|)^m \rangle$, где $m = 1, \dots, 6$. Экспериментальные моменты для γ -квантов ($\langle P_{L\gamma}^m \rangle$, $\langle P_{T\gamma}^m \rangle$), π^- -мезонов ($\langle P_{L\pi^-}^m \rangle$, $\langle P_{T\pi^-}^m \rangle$) и π^+ -мезонов ($\langle P_{L\pi^+}^m \rangle$, $\langle P_{T\pi^+}^m \rangle$) приведены в табл. 4 и 5. Там же приведены расчетные значения моментов, вычисленные в предположении о независимости взаимодействия нуклонов налетающего ядра с мишенью. В рамках такого предположения искомые моменты можно выразить^{/11/} через моменты распределений двух случайных величин: числа ν провзаимодействовавших с мишенью нуклонов налетающего ядра $\langle \nu^m \rangle_{СТa}$ ^{/12/} и рассматриваемых суммарных кинематических величин в NTa-взаимодействиях, $\langle P_L^m \rangle_{NTa}$, $\langle P_T^m \rangle_{NTa}$. Для получения последних мы использовали экспериментальные данные по дТа-взаимодействиям, предполагая, что два слабосвязанных нуклона дейтрона взаимодействуют с мишенью независимо друг от друга.

Следует отметить, что все экспериментальные моменты с целью уменьшения неопределенностей, связанных с условиями эксперимента, получались без внесения методических поправок в распределения, а для γ -квантов - без учета весов, связанных с вероятностью конверсии γ -кванта в эффективном объеме камеры, то есть использовались непосредственно наблюдаемые в одном и том же эксперименте распределения.

Таблица 4

Моменты распределений по сумме поперечных импульсов $\sum |P_{T_i}|$ π^- -мезонов и γ -квантов в СТa-взаимодействиях

Номер момента m	π^- -мезоны		π^+ -мезоны		γ -кванты	
	/ГэВ/с/ ^m		/ГэВ/с/ ^m		/ГэВ/с/ ^m	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
1	0,69 $\pm 0,02$	0,78 $\pm 0,04$	0,76 $\pm 0,03$	0,84 $\pm 0,04$	0,096 $\pm 0,006$	0,12 $\pm 0,01$
2	0,98 $\pm 0,05$	1,21 $\pm 0,09$	1,44 $\pm 0,09$	1,42 $\pm 0,10$	0,047 $\pm 0,006$	0,05 $\pm 0,01$
3	1,8 $\pm 0,1$	2,4 $\pm 0,2$	3,8 $\pm 0,4$	3,0 $\pm 0,3$	0,009 $\pm 0,008$	0,04 $\pm 0,01$
4	3,8 $\pm 0,4$	5,5 $\pm 0,7$	12,9 $\pm 2,0$	7,0 $\pm 0,8$	0,04 $\pm 0,01$	0,04 $\pm 0,01$
5	9 ± 1	15 ± 2	51 ± 11	19 ± 3	0,06 $\pm 0,02$	0,06 $\pm 0,02$
6	24 ± 4	45 ± 8	226 ± 59	56 ± 9	0,09 $\pm 0,04$	0,10 $\pm 0,02$

Из табл. 5 видно, что для суммарного продольного импульса имеется хорошее согласие /по крайней мере, до момента 5-го порядка/ между экспериментальными и расчетными величинами как для γ -квантов, так и для π^- - и π^+ -мезонов. Для суммарного поперечного импульса такое согласие имеет место для γ -квантов. Для π^- - и π^+ -мезонов экспериментальные и расчетные величины отличаются на 15-25% для низких моментов и в 1,5-3 раза для высших; при этом для π^- -мезонов расчетные значения систематически выше, а для π^+ -мезонов - ниже экспериментальных.

Отметим, что при получении расчетных значений моментов мы не принимали во внимание ферми-движение нуклонов в снаряде, а также приобретаемое ими дополнительное поперечное движение, которое может иметь место при ядро-ядерных столкновениях^{/13/}. Однако не ясно, как эти эффекты могли бы повлиять различным образом на π^0 , π^- - и π^+ -мезоны.

Отмеченная выше слабая зависимость средней энергии ϵ_π^* , приходящейся на один пион при различных выборках многонуклон-

Таблица 5
Моменты распределений по сумме продольных импульсов ΣP_{L1} π -мезонов и γ -квантов в СТа-взаимодействиях

Номер момента π	π^- -мезоны /ГэВ/с/м		π^+ -мезоны /ГэВ/с/м		γ -кванты /ГэВ/с/м	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
	1	1,04 $\pm 0,03$	1,02 $\pm 0,06$	0,75 $\pm 0,03$	0,81 $\pm 0,04$	0,20 $\pm 0,01$
2	2,40 $\pm 0,13$	2,45 $\pm 0,19$	1,36 $\pm 0,08$	1,48 $\pm 0,10$	0,22 $\pm 0,03$	0,23 $\pm 0,04$
3	7,3 $\pm 0,6$	7,4 $\pm 0,8$	3,2 $\pm 0,3$	3,2 $\pm 0,3$	0,40 $\pm 0,08$	0,37 $\pm 0,09$
4	27,3 $\pm 3,3$	27,1 $\pm 3,7$	9,2 $\pm 1,0$	7,7 $\pm 0,8$	1,0 $\pm 0,3$	0,8 $\pm 0,3$
5	117 ± 19	118 ± 21	30 ± 5	21 ± 3	2,7 $\pm 0,9$	2,0 $\pm 0,6$
6	545 ± 114	600 ± 136	104 ± 20	62 ± 9	8 ± 3	6 ± 2

ных взаимодействий, может интерпретироваться в рамках статистического подхода^{/14/} как приблизительное постоянство температуры идеального пионного газа, заключенного в объеме взаимодействия ядер. В модели идеального пионного газа плотности по числу n_π и по энергии пионов e_π зависят от температуры T пионного газа следующим образом^{/14/}:

$$n_\pi = 3 \left(\frac{\eta}{\mu c} \right)^3 \int_0^\infty \frac{4\pi\eta^2 d\eta}{\exp[z(\eta^2 + 1)^{1/2}] - 1},$$

$$e_\pi = 3 \left(\frac{\eta}{\mu c} \right)^3 \mu c \int_0^\infty \frac{4\pi\eta^2(\eta^2 + 1)^{1/2} d\eta}{\exp[z(\eta^2 + 1)^{1/2}] - 1},$$

где μ - масса пиона, $z = \mu c^2 / T$, η - импульс пиона в единицах μc .

Таблица 6
Характеристики ядро-ядерных взаимодействий, полученные с помощью модели идеального пионного газа

	$CC_{Z_{str} \leq 2}^{MH}$	$CC_{Z_{str} = 0}^{MH}$	СТа	СТа $Z_{str} = 0$	dТа
$T_{расчет}$, МэВ	115 \pm 20	125 \pm 20	125 \pm 20	120 \pm 20	125 \pm 20
$T_{экс.}$, МэВ ^{/15/}	128 \pm 2				
n_π , фм ⁻³	0,05 \pm	0,07 \pm	0,07 \pm	0,06 \pm	0,07 \pm
e_π , МэВ/фм ³	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
$R_{расчет}$, фм	20 \pm 15	27 \pm 15	27 \pm 15	23 \pm 15	27 \pm 15
$R_{экс.}$, фм ^{/16/}	3,2 \pm 0,5	3,0 \pm 0,6	3,0 \pm 0,6	4,0 \pm 0,8	2,1 \pm 0,5
	3,0 \pm 0,6	3,6 \pm 0,7	3,4 \pm 0,3	4,1 \pm 0,8	2,2 \pm 0,5

Из сравнения расчетных отношений e_π / n_π с экспериментальными $\langle E_\pi^* \rangle / \langle n_\pi \rangle$ можно определить те значения $T_{расчет}$, при которых эти отношения совпадают /см. табл. 6/. Отметим, что сравнение экспериментальных спектров π^- -мезонов по E_π^* с рассчитанными по модели при полученных таким образом температурах показало их хорошее совпадение.

Расчетные значения плотностей n_π и e_π при указанных значениях $T_{расчет}$ также приведены в таблице. Из сопоставления их с экспериментально наблюдаемыми средними значениями числа и суммой энергии пионов были оценены эффективный объем и "среднеквадратичный" радиус области генерации пионов $R_{расчет}$ /см. табл. 6/. Видно, что отношение $R_{СТа}^{расчет} / R_{dТа}^{расчет}$ близко к отношению чисел нуклонов в ядрах C^{12} и d в степени 1/3. Такое соотношение ожидается при образовании пионов в независимых взаимодействиях нуклонов ядра снаряда с мишенью. Определенные в данной работе значения радиусов области пионного газа согласуются со значениями, полученными в^{/16/} другим способом.

В заключение сформулируем основные результаты.

1. Получены экспериментальные данные по суммарной энергии, в среднем затрачиваемой на рождение пионов /всех типов/ в ядро-ядерных столкновениях. Доля этой энергии по отношению к суммарной кинетической энергии провзаимодействовавших нуклонов снаряда в л.с.к. /пионный коэффициент неупругости/ оказалась примерно одинаковой при различных выборках событий многонуклонных СС- и СТа-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон и составляет $k_\pi = (0,23 \pm 0,02)$.

2. Для π -взаимодействий получены моменты распределений по суммарному продольному импульсу и сумме модулей поперечных импульсов γ -квантов, π^- -мезонов и π^+ -мезонов. Проведено сравнение с предсказаниями, основанными на предположении о независимом характере взаимодействия нуклонов налетающего ядра с мишенью. Для суммарного продольного импульса имеет место хорошее согласие между экспериментальными и расчетными моментами как для γ -квантов, так и для π^- - и π^+ -мезонов. Для суммарного поперечного импульса такое согласие имеет место для γ -квантов, однако для π^- - и π^+ -мезонов расчетные значения моментов заметно отличаются от экспериментальных.

По-видимому, это проявление дополнительного поперечного движения при фрагментации ядра-снаряда /13/.

3. В рамках статистической модели получена оценка для температуры $T \approx 120$ МэВ/ и ср. кв. радиуса $R \approx 3-4$ фм/ области генерации пионов в многонуклонных взаимодействиях ядер углерода с ядрами тантала и углерода.

Авторы выражают благодарность В.Л.Любошицу и Я.Плюте за полезные обсуждения, участникам сотрудничества за обработку экспериментального материала, лаборантам за просмотр пленок и измерения событий, И.И.Зайцевой за помощь в оформлении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-81-176, Дубна, 1981; ЯФ, 1981, т.34, с.1517.
2. Abdrahmanov E.O. et al. - Z. Phys. C., 1980, v.5, p.1.
3. Ахабабян Н. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.1241.
4. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.745.
5. Агакишиев Г.Н. и др. - ЯФ, 1983, т.38, с.152; Z. Phys.C., 1983, v.16, p.307.
6. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.826.
7. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-82-235, Дубна, 1982.
8. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, 1-80-778, Дубна, 1980.
9. Гулканян Г.Р. и др. ЕФИ-552/39/-82, 1982.
10. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.45, с.1065.
11. Гулканян Г.Р. и др. ЕФИ-973/23/-87, 1987.
12. Гулканян Г.Р., Корчагин С.А. - ЯФ, 1981, т.33, с.71.
13. Бондаренко Р.А. и др. - ЯФ, 1983, т.38, с.1483.
14. Charline G.F. et al. - Phys. Rev., D8, 1973, p.302.
15. Гришин В.Г. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.832.
16. Гришин В.Г. и др. - ЯФ, 1984, т.39, с.543.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 августа 1988 года.

Гулканян Г.Р. и др.

Р1-88-645

Суммарные характеристики пионов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон

Представлены данные по суммарным характеристикам пионов /всех типов/ в многонуклонных взаимодействиях ядер углерода с ядрами тантала и углерода при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Показано, что средняя суммарная энергия, затрачиваемая на рождение пионов, составляет $\langle k \rangle = 0,23 \pm 0,02$ от суммарной кинетической энергии провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра и слабо зависит от типа мишени и различных выборок многонуклонных взаимодействий. Проведено сравнение экспериментальных результатов со статистической моделью. Получены моменты распределений по суммарному продольному импульсу и по сумме модулей поперечных импульсов для π^- , π^+ -мезонов и γ -квантов в π -взаимодействиях. Экспериментальные значения моментов сравниваются с предсказаниями, основанными на предположении о независимом характере взаимодействия нуклонов ядра-снаряда с ядром-мишенью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Л.Н.Барабаш

Gulkanian G.R. et al.

Р1-88-645