

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 12

P1-90-26

Ц.Баатар*, Ц.Батсайхан*, И.А.Ивановская,
Б.Хурэлбаатар*, М.И.Соловьев, Р.Тогоо,
Д.Тувдендорж*, Г.Шархуу*

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ π^- -МЕЗОНОВ
С КУМУЛЯТИВНЫМ ЧИСЛОМ $n_k > 0,35$,
ОБРАЗОВАННЫХ
В dC-, HeC- И CС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,2 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в литературе широко обсуждается проблема фазового перехода между адронным и кварк-глюонным состояниями ядерной материи^{/1-6/}. Согласно теоретическим расчетам, проведенным в рамках SU(2) и SU(3) калибровочных теорий, при некотором критическом значении эффективной температуры T_c ядерного вещества происходит фазовый переход между адронным и кварк-глюонным состояниями, причем численное значение параметра T_c близко к величине 200 МэВ^{/4-6/}.

Ожидается, что образование кварк-глюонной плазмы в лабораторных условиях может быть реализовано в столкновениях релятивистских ядер.

С целью экспериментального обнаружения кварк-глюонной плазмы в ядерных столкновениях при высоких энергиях нами был проведен анализ инклюзивных спектров π^- -мезонов с кумулятивным числом $n_k > 0,5$, образованных в π^- -С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с^{/7/}. В этой работе впервые было показано, что значение эффективной температуры $T_0 = /0,290 \pm 0,012/$ ГэВ, полученное для кумулятивных π^- -мезонов из π^- -С-взаимодействий, превышает теоретическую оценку T_c , т.е. $T_0 > T_c$.

Настоящая работа является продолжением работы^{/7/}. В ней исследуется зависимость от кинетической и поперечной энергий инвариантных дифференциальных сечений рождения вторичных π^- -мезонов с кумулятивным числом $n_k > 0,35$ в dC-, HeC- и CC-взаимодействиях при первичном импульсе на нуклон 4,2 ГэВ/с. Полученные результаты интерпретируются с точки зрения решточной версии квантовой хромодинамики^{/4-6/}.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальные данные были получены с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Камера находилась в магнитном поле напряженностью 1,5 Тл и облучалась пучками легких релятивистских ядер /d, ⁴He, ¹²C/ с первичным импульсом на нуклон 4,2 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Средняя точность в определении импульсов частиц составляла 12%, а углов вылета их - 0°,6. Все вторичные отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Другие методические особенности экспе-

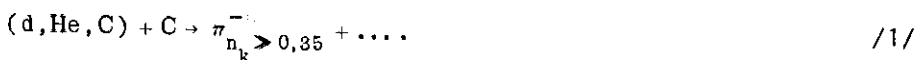
Таблица 1

Число зарегистрированных событий и π^- -мезонов в них

Тип события	N _{соб.}	N _{π⁻}		N _{π⁻}	
		(с $n_k > 0,35$)	($n_k > 0,35$)	(с π^- назад)	(назад)
dC	4797	313	320	352	364
HeC	2055	233	247	234	245
CC	3642	337	358	377	402

римента и методика выделения взаимодействий на углеродной мишени из взаимодействий в пропане (C₃H₈) подробно описаны в работах /8,9/.

В настоящей работе исследуются реакции следующего типа:



Число таких событий и π^- -мезонов в них приводится в табл.1. Там же приводится число всех зарегистрированных событий и число событий с π^- -мезонами, вылетающими в заднюю полу-сферу.

3. ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ π^- -МЕЗОНОВ С $n_k > 0,35$

В работе /10/ бы проведен анализ средних значений импульсных и угловых характеристик π^- -мезонов, образованных в dC-, HeC- и CC-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, в зависимости от кумулятивного числа $n_k = (E-p) / m_p$, где E и p - энергия и продольный импульс вторичной частицы, m_p - масса протона. Было показано, что при значении переменной $n_k = 0,2 \div 0,4$ характер зависимости средних значений импульсных и угловых характеристик π^- -мезонов от n_k меняется; приведены характеристики π^- -мезонов с $n_k > 0,25$.

Увеличение статистики позволило в настоящей работе повысить порог по степени кумулятивности исследуемых π^- -мезонов с $n_k = 0,25$ до $n_k = 0,35$ и, таким образом, уменьшить примесь некумулятивных частиц.

В табл. 2 приводятся средние значения импульсных и угловых характеристик для двух групп π^- -мезонов: 1/ с $n_k < 0,35$ и 2/ $n_k > 0,35$. Из таблице видно, что средние характеристики π^- -мезонов группы 2, как и в работе /10/, существенно отличаются от соответствующих характеристик π^- -мезонов группы 1.

Таблица 2

Средние характеристики π^- - мезонов

Тип взаимодействия		$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$, град	$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	$\langle y \rangle$
$dC \rightarrow \pi^- + \dots$	группа 1 / $n_k < 0,35$ /	$0,62 \pm 0,01$	$39,0 \pm 0,5$	$0,249 \pm 0,003$	$1,11 \pm 0,01$
	группа 2 / $n_k > 0,35$ /	$0,54 \pm 0,02$	$98,5 \pm 1,8$	$0,455 \pm 0,017$	$-0,10 \pm 0,03$
$HeC \rightarrow \pi^- + \dots$	группа 1	$0,67 \pm 0,02$	$37,2 \pm 0,6$	$0,255 \pm 0,004$	$1,16 \pm 0,02$
	группа 2	$0,55 \pm 0,03$	$95,9 \pm 1,9$	$0,473 \pm 0,021$	$-0,07 \pm 0,03$
$CC \rightarrow \pi^- + \dots$	группа 1	$0,66 \pm 0,01$	$34,7 \pm 0,4$	$0,242 \pm 0,002$	$1,22 \pm 0,01$
	группа 2	$0,60 \pm 0,03$	$95,2 \pm 1,8$	$0,501 \pm 0,021$	$-0,04 \pm 0,03$

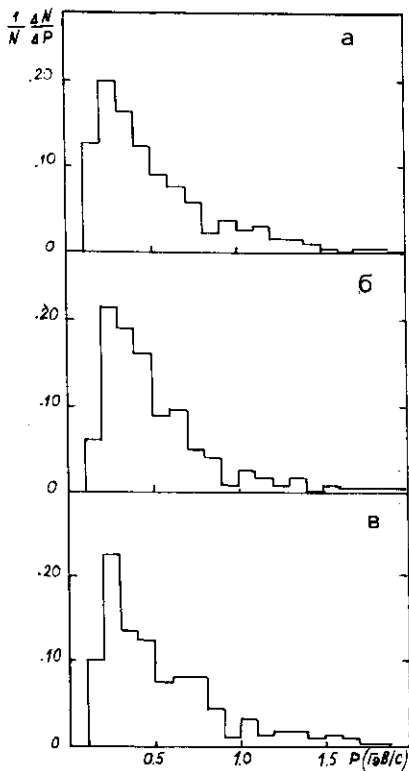


Рис. 1. Импульсные распределения π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в а/ dC -, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

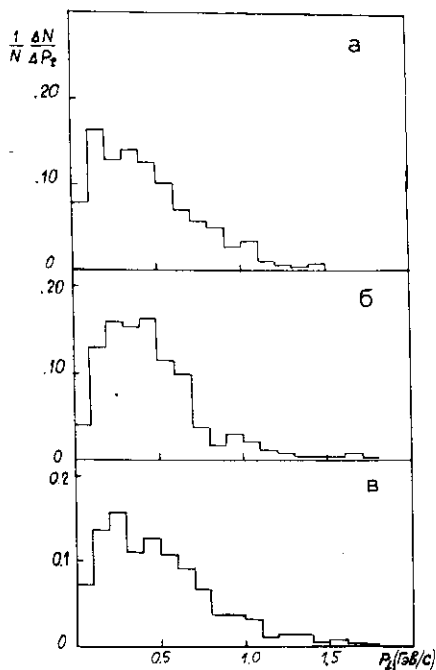


Рис. 2. Распределения по поперечному импульсу π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в а/ dC-, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

При этом импульсные и угловые характеристики обеих групп практически не зависят от типа ядра-снаряда.

На рис. 1-4 приведены распределения π^- -мезонов группы 2 по полному и поперечному импульсу, p и p_t , по косинусу угла вылета $\text{Cos}\theta$ и по скорости u . Следует отметить, что средние значения скоростей u π^- -мезонов группы 2 $\langle u \rangle \approx 0$. Это означает, что они образуют в области фрагментации ядра-мишени. Средние значения поперечных импульсов u π^- -мезонов группы 2 почти в 2 раза больше, чем у π^- -мезонов группы 1, а распределения по косинусу угла вылета π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в области значений переменной $-1 < \text{Cos}\theta < 0,6$ имеют практически изотропный характер.

Таким образом, из рис. 2-4 и табл. 2 мы видим, что π^- -мезоны с $n_k > 0,35$, образованные в реакциях /1/, независимо от типа

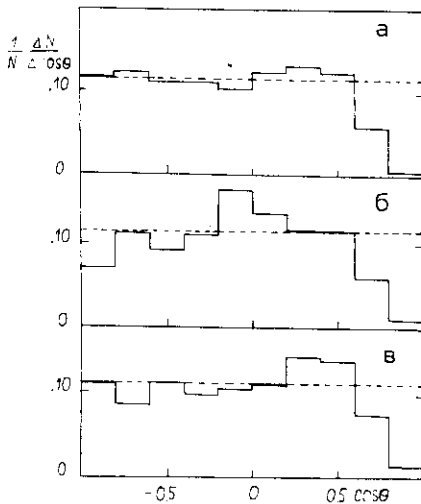


Рис. 3. Распределения по косинусу угла вылета π^- -мезонов с $p_k > 0,35$ в а/ dC-, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

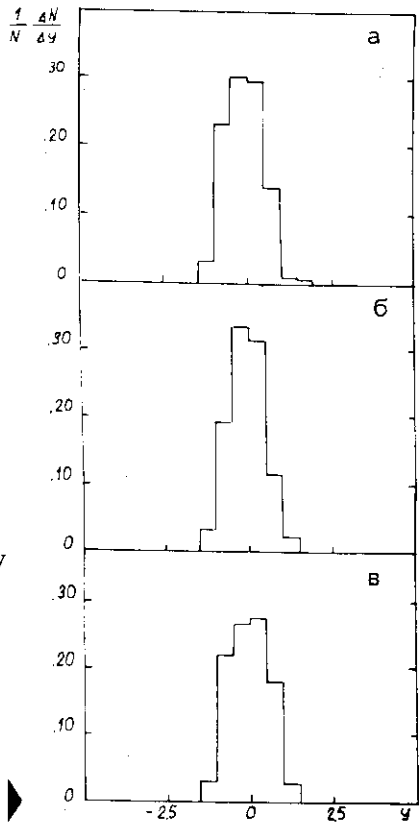


Рис. 4. Распределения по быстройте π^- -мезонов с $p_k > 0,35$ в а/ dC-, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

взаимодействия имеют следующие особенности:

- образуются в области фрагментации ядра-мишени, $\langle y \rangle \approx 0$,
- имеют практически изотропное распределение по $\text{Cos} \theta$,
- имеют сравнительно большие значения поперечных импульсов $0,45 \pm 0,50 / \text{ГэВ/с}$.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ π^- -МЕЗОНОВ С $p_k > 0,35$ ПО КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

На рис. 5 /а,б,в/ представлены распределения π^- -мезонов с кумулятивным числом $p_k > 0,35$ из dC-, HeC- и CC-взаимодействий по кинетической энергии T. Эти распределения в области $T > 0,1$ ГэВ имеют экспоненциальный вид и, следовательно, могут быть аппроксимированы формулой:

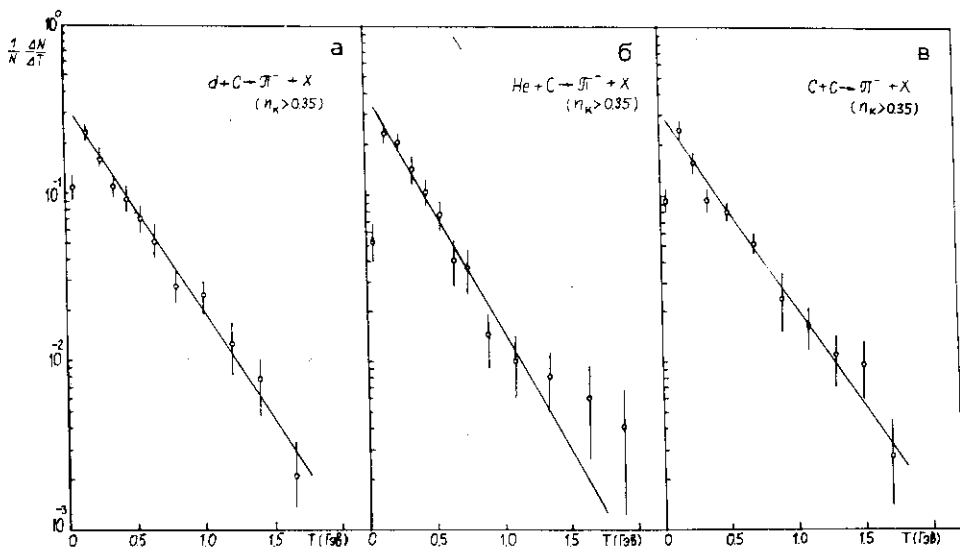


Рис. 5. Распределение по кинетической энергии π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в а/ dC-, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

Таблица 3
Значения параметров в формулах /2/, /4/, /5/, /8/

Тип взаимо- действия	dC	HeC	CC
T_{00} /ГэВ/	$0,346 \pm 0,026$	$0,303 \pm 0,029$	$0,372 \pm 0,027$
χ^2/n	0,33	0,77	0,67
T_0 /ГэВ/	$0,233 \pm 0,011$	$0,234 \pm 0,013$	$0,245 \pm 0,011$
χ^2/n	0,59	0,94	1,24
T_{0t} /ГэВ/	$0,237 \pm 0,010$	$0,210 \pm 0,012$	$0,246 \pm 0,010$
χ^2/n	0,25	0,54	0,01
T_{01} /ГэВ/	$0,080 \pm 0,004$	$0,096 \pm 0,005$	$0,075 \pm 0,003$
χ^2/n	0,87	0,32	1,93

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta T} = A \exp\left(-\frac{T}{T_{00}}\right). \quad /2/$$

Значения параметра наклона T_{00} и χ^2 на одну степень свободы приведены в табл.3. Из нее видно, что численные значения параметра T_{00} для всех трех типов взаимодействия близки между собой и находятся в интервале /0,30±0,37/ ГэВ.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ИНВАРИАНТНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ОТ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Инвариантное дифференциальное сечение рождения вторичных частиц в зависимости от их кинетической энергии T и угла вылета θ записывается в следующем виде:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{1}{2\pi p} \frac{d\sigma}{dT d\cos\theta}, \quad /3/$$

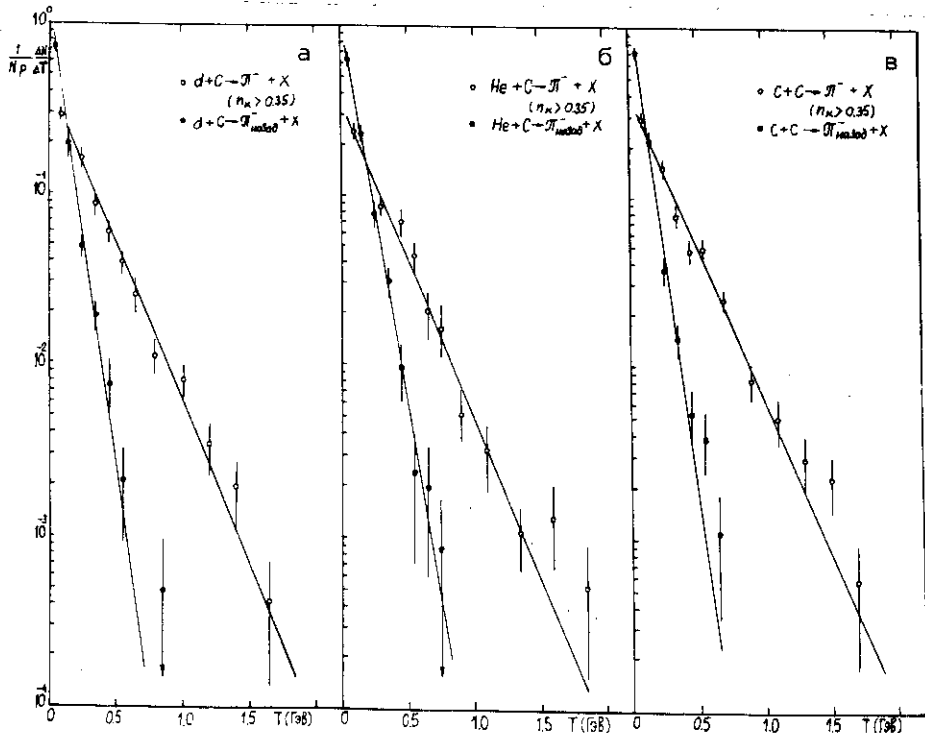


Рис.6. Инвариантные спектры π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ и π^- -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу в л.к.с., в а/ dC-, б/ HeC-, в/ CC-взаимодействиях.

где p - импульс вторичной частицы. Проинтегрированные по угловой переменной инвариантные спектры π^- -мезонов с $p_k > 0,35$ из dC-, HeC- и CC-взаимодействий представлены на рис. 6. Видно, что эти распределения имеют экспоненциальный характер и поэтому они были описаны следующей формулой:

$$\frac{1}{pN} \frac{\Delta N}{\Delta T} = A_0 \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right). \quad /4/$$

Значения параметра наклона T_0 /эффективной температуры/ и соответствующие значения χ^2 на одну степень свободы приводятся в табл.3. Из нее видно, что значения эффективной температуры для всех типов взаимодействий в пределах экспериментальных ошибок совпадают и составляют $10,23 \pm 0,24$ ГэВ.

Для сравнения на рис.6 представлены также инвариантные спектры π^- -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе координат /черные кружки/. Эти распределения аппроксимировались функцией:

$$f(T) = A_1 \exp\left(-\frac{T}{T_{01}}\right). \quad /5/$$

Значения параметра T_{01} и χ^2 на одну степень свободы приведены в табл. 3. Отметим, что значения параметра T_{01} , полученные для назад летящих π^- -мезонов, находятся в согласии с соответствующими данными, полученными в других экспериментах / $T \sim 60 \pm 70$ МэВ /11-19/.

6. ЗАВИСИМОСТЬ ИНВАРИАНТНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ОТ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

При исследовании процесса множественного рождения частиц удобно пользоваться инвариантными переменными. Переменная $E_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$, т.н. поперечная энергия, в отличие от кинетической энергии T является инвариантом.

Если в качестве независимых переменных взять быстроту (y) и квадрат поперечного импульса (p_t^2) вторичных частиц, то инвариантное дифференциальное сечение их рождения записывается в следующем виде:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{d\sigma}{dy dp_t^2}. \quad /6/$$

Проинтегрировав по быстрой формулу /6/, можно получить зависимость инвариантного дифференциального сечения от поперечного импульса p_t или поперечной энергии E_t :

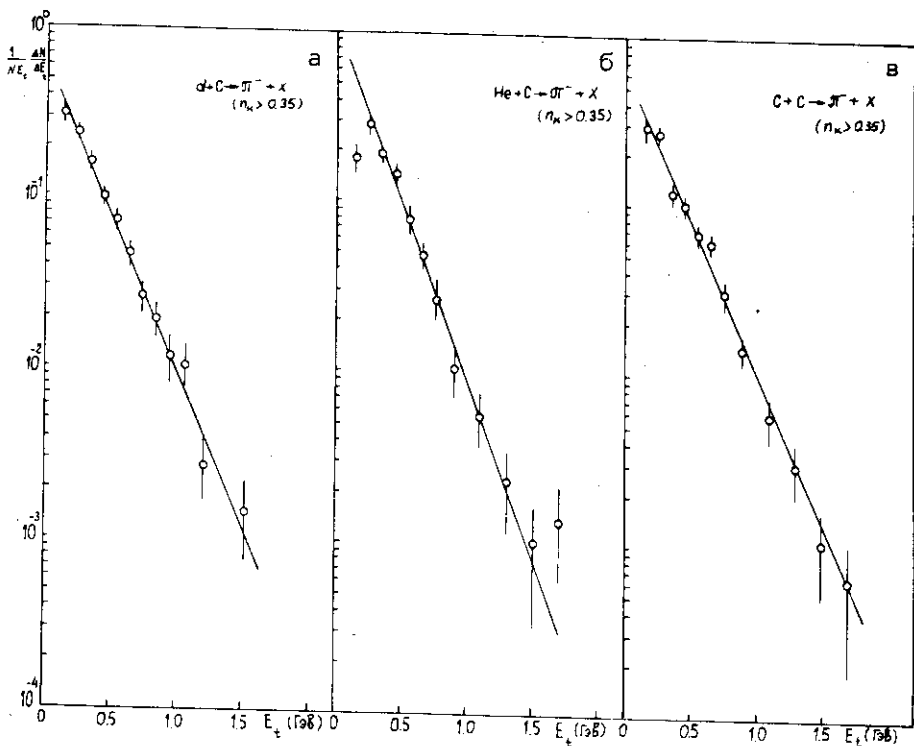


Рис. 7. Инвариантные распределения на поперечной энергии π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в а/ dC^- , б/ HeC^- , в/ CC^- -взаимодействиях.

$$f(E_t) = a \frac{d\sigma}{p_t dp_t} = a \frac{d\sigma}{E_t dE_t}. \quad /7/$$

На рис. 7 представлены инвариантные сечения рождения π^- -мезонов с $n_k > 0,35$ в зависимости от поперечной энергии E_t в dC^- , HeC^- и CC^- -взаимодействиях. Видно, что эти распределения, так же как в случае зависимости от кинетической энергии, можно аппроксимировать экспоненциальной функцией

$$\frac{1}{NE_t} \frac{\Delta N}{\Delta E_t} = a_0 \exp\left(-\frac{E_t}{T_{0t}}\right). \quad /8/$$

Значения параметра T_{0t} и χ^2 на одну степень свободы приводятся в табл. 3. Из нее видно, что значения T_{0t} в пределах экспериментальных ошибок не зависят от типа взаимодействия и совпадают со значениями T_0 , т.е. величина эффективной температуры

получается одинаковой как из распределения по кинетической энергии, так и из распределения по поперечной энергии.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как уже отмечалось во введении, согласно некоторым теоретическим расчетам^{/4/} переход из адронного в кварк-глюонное состояние ядерного вещества может происходить при критической температуре T_c , близкой к 200 МэВ. Полученное нами значение эффективной температуры для кумулятивных π^- -мезонов из dC-, HeC- и CC-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с находится выше этой теоретической оценки для критической температуры $T_0 \approx T_{0t} > T_c$. Поэтому можно предположить, что в локальной области образования кумулятивных частиц существует кварк-глюонная плазма.

Плотность энергии кварк-глюонной плазмы можно определить по формуле Стефана-Больцмана для идеального газа^{/4/}:

$$\epsilon_q = \kappa T^4, \quad /9/$$

$$\kappa = \frac{\pi^2}{30} \left(16 + \frac{21}{2} N_f \right), \quad /10/$$

где κ - постоянная Стефана-Больцмана, T - температура, N_f - число кварковых ароматов. При учете только двух легких кварков, u и d , $\kappa = 12,2$. Если в качестве T представить полученные нами значения эффективной температуры T_0 , то для плотности энергии получаются значения $\epsilon_q = /4,5 \div 5,5/$ ГэВ/фм³.

Таким образом, численные значения параметров T_0 и T_{0t} , почти изотропное распределение по $\cos\theta$ и сравнительно большие средние значения поперечных импульсов, полученные для π^- -мезонов с $p_k > 0,35$, образованных в dC-, HeC- и CC-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, возможно, являются указанием на проявление температурного фазового перехода в рассматриваемых нами реакциях.

Авторы выражают глубокую благодарность коллективу, проводящему исследования на двухметровой пропановой камере, за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson K.G. - Phys.Rev.D, 1974, 10, p.2445.
2. Polyakov A.M. - Phys.Lett. B, 1975, 59, p.82.
3. Polyakov A.M. - Phys.Lett.B, 1978, 72, p.477.
4. Горенштейн И.М., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. - Адронная материя в экстремальных условиях. Киев: Наукова думка, 1986, с.5.

5. Могилевский О.А. - В сб.: Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, т.1, с.227.
6. Gavai R.V., Sats N. - Phys.Lett.B, 1984, 145, p.248.
7. Баатар Ц. и др. - ОИЯИ, P1-89-424, Дубна, 1989.
8. Агакишиев Г.Н. и др. - ОИЯИ 1-83-662, Дубна, 1983.
9. Баатар Ц. и др. В сб.: Труды Института физики и техники АН МНР, Улан-Батор, 1988, № 27, с. 30.
10. Армутлийски Д. и др. - ЯФ, 1985, т.41, вып.5, с.1235.
11. Ставинский В.С. и др. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949.
12. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
13. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1975, т.21, с. 1008.
14. Schreoder L.S. et al. - Phys.Lett., 1979, 43, p.1787.
15. Никифоров Н.А. и др. - ИТЭФ-37, М., 1980; Phys.Rev.C, 1980, 22, p.700.
16. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, 1-82-28, Дубна, 1982.
17. Баатар Ц. и др. - ЯФ, 1982, т.36, с.431.
18. Baldin A.M. et al. - JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
19. Агакишиев Г.Н. и др. - ОИЯИ, P1-85-944, Дубна, 1985; ЯФ, 1987, 45, с.423.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1990 года.