

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-86-639

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов,  
З.В.Метревели\*, К.Миллер, Я.Плюта

ТЕМПЕРАТУРА И ПЛОТНОСТЬ  
ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ  $P = 4,2$  ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* ИФВЭ Тбилисского государственного университета

1986

## ВВЕДЕНИЕ

Свойства ядерной материи при больших плотностях и высоких температурах уже давно вызывают интерес физиков <sup>/1-7/</sup>. Образование сильно сжатой и возбужденной ядерной материи - один из интересных аспектов релятивистской ядерной физики.

Высказываются предположения о возможности фазовых переходов ядерной материи в пионный конденсат <sup>/1,2/</sup>, аномальную ядерную материю <sup>/3,4/</sup>, кварк-глюонную плазму <sup>/6/</sup>. Основной вопрос, представляющий интерес в настоящее время, состоит в том, какие ядерные плотности и температуры достижимы в ядро-ядерных столкновениях при существующих пучках ядер и энергии их ускорения.

Экспериментальные данные по определению этих параметров для ядер  $C$ ,  $Ne$  и  $A\pi$  при кинетических энергиях 0,8 ГэВ/А и 2,1 ГэВ/А опубликованы в работах <sup>/8,9/</sup>.

В данной работе мы попытались оценить "температуру" и плотность ядерной материи, образующейся в СС- взаимодействиях при  $P/A=4,2$  ГэВ. Для анализа использовалось 3550 неупругих взаимодействий, полученных с помощью методики 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИНИ. Отдельно анализировались также многонуклонные СС-столкновения. Многонуклонными или "центральными" СС-столкновениями считались такие события, в которых отсутствовали многозарядные фрагменты от налетающего ядра углерода, в количестве однозарядных стриппинговых частиц с углом  $\theta$  относительно первичного направления  $\theta < 4^\circ$  и импульсом  $P > 3,0$  ГэВ/с не превышало 2 <sup>/11,12/</sup>. Статистика многонуклонных СС-взаимодействий составила 2000 событий. В нашем анализе для определения температуры ядерной материи использовались протоны и отрицательные пионы; оценки плотности получены с помощью протонов. Протоны в нашем эксперименте отличались от  $P^+$ - мезонов в интервале импульсов  $150 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$  МэВ/с. Примесь  $P^+$ -мезонов среди протонов с  $0,8 \leq P_{\text{лаб}} \leq 2,5$  ГэВ/с составила 13,5%. Протоны с импульсом  $P_{\text{лаб}} < 300$  МэВ/с исключались из анализа, поскольку в этой области велика примесь протонов - фрагментов ядра-мишени. Среди протонов имеется также примесь дейтронов, которые в нашем эксперименте практически не идентифицировались. Доля дейтронов среди протонов, образуемых вне области фрагментации ядер, оценивалась с помощью модели внутриядерного каскада с учетом коалесценции <sup>/10/</sup>. Более подробно этот вопрос рассмотрен ниже.

## ТЕМПЕРАТУРА

Экспериментально для определения температуры ядерной материи использовался традиционный метод. Анализировались инвариантные инклю-

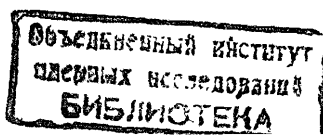




Таблица 1. Значения температуры  $T_0$  (МэВ)

Тип взаимодействия		$60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$	$70^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$	$80^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$
Тип частиц				
СС-центральные	P	$187 \pm 3$	$182 \pm 3$	$177 \pm 5$
	П	$128 \pm 2$	$126 \pm 3$	$123 \pm 4$
СС-неупругие	P	$176 \pm 3$	$171 \pm 4$	$171 \pm 6$
	П	$132 \pm 2$	$133 \pm 3$	$134 \pm 4$

Таблица 2. Значения температуры  $T_0$  (МэВ)

Тип взаимодействия		$60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$	$70^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$	$80^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$
Тип частиц				
СС-центральные	P	$162 \pm 3$	$159 \pm 3$	$157 \pm 5$
	П	$97 \pm 2$	$97 \pm 2$	$95 \pm 3$
СС-неупругие	P	$155 \pm 3$	$152 \pm 3$	$151 \pm 5$
	П	$99 \pm 2$	$99 \pm 2$	$99 \pm 3$

предложенный в работах /8,9,14/. Он основан на изучении интерференции пар тождественных частиц, с помощью которых можно получить информацию о размерах области испускания этих частиц /15+21/. Определив также число взаимодействующих нуклонов, можно оценить плотность возбужденной ядерной материи. Этот метод был применен для нахождения плотности ядерной материи во всех СС-и СС-центральных взаимодействиях при  $P=4,2$  ГэВ/с на нуклон.

Необходимо отметить, что изучение корреляций пар тождественных частиц позволяет определить радиус ( $R$ ) того объема излучения, в котором частицы становятся свободными, т.е.  $R_{\text{экс}} \approx R_{\text{ист}}$  (например, после распада резонансов, рассеяния на других адронах). Поэтому, если частицы имеют малую длину свободного пробега (например, пионы) или образуются от распада резонансов, мы не сможем определить радиус ядерной материи на ранней стадии её расширения.

Мы определили радиус области испускания частиц путем изучения корреляций пар протонов, считая, что полученное таким образом зна-

чение радиуса соответствует объему ядерной материи на более ранней стадии ее расширения, по сравнению со значением  $R$ , определенным путем изучения корреляций пар пионов.

Предварительные оценки радиуса области испускания вторичных частиц и плотности ядерной материи в СС - центральных столкновениях были опубликованы в статье /13/. В данной работе используется более точный метод вычисления радиуса области испускания протонов.

Радиус определялся путем сравнения экспериментальных функций с теоретическими функциями, которые вычислялись по формулам, взятым из работы /21/:

$$B(q, P) = A_c^+(k^*) [1 + B_0(q, P; \tau_0, \bar{\tau}_0) + B_i(q, P; \tau_0, \bar{\tau}_0)]. \quad (2)$$

Кинематические переменные определены согласно общепринятым правилам:  $P_1, P_2$  - 4-импульсы;  $\vec{P}_1, \vec{P}_2$  - 3-импульсы протонов,

$P = (P_1 + P_2)/2$ ,  $q = P_1 - P_2$ ,  $\vec{q} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2$ ,  $v$  - скорость протонной пары,  $q_0 = |E_1 - E_2|$  - разность энергий протонов,

$k^* = \frac{1}{2} \sqrt{-q^2}$  - импульс одного из протонов в системе покоя рассматриваемой пары протонов (т.е. для  $q_0 = 0$ );  $\tau_0$  и  $\bar{\tau}_0$  - это параметры, определяющие пространственно-временные характеристики области испускания.

Предполагается, что расстояния между источниками излучения вторичных частиц в этой области распределены в соответствии с распределением гауссовского типа:

$$W(x) = \frac{1}{(4\pi)^{3/2} \tau_0^3 \bar{\tau}_0} \exp\left(-\frac{x^2}{4\tau_0^2} - \frac{t^2}{4\bar{\tau}_0^2}\right), \quad (3)$$

где  $x = x_1 - x_2$ ;  $\vec{x} = \vec{x}_1 - \vec{x}_2$ ,  $t = t_1 - t_2$ ;  $x_1(\vec{x}_1, t_1)$  и  $x_2(\vec{x}_2, t_2)$  - пространственно-временные координаты двух источников. Члены

$B_c(q, P; \tau_0, \bar{\tau}_0)$ ,  $A_c^+(k^*)$  и  $B_i(q, P; \tau_0, \bar{\tau}_0)$  в формуле (1) описывают эффекты квантовой статистики, кулоновского отталкивания и сильного взаимодействия в конечном состоянии. Надо отметить, что в используемой нами формуле (2) форма потенциала pp-взаимодействия в конечном состоянии учтена в виде прямоугольной ямы /22/.

Экспериментально корреляционные функции, зависящие от переменной  $k^*$ , которая является наиболее адекватной переменной для нашего анализа, построены как отношение плотности протонных пар в фазовом пространстве к плотности пар фона:

$$R(k^*) = D(k^*) / D_{\text{фон}}(k^*). \quad (4)$$

Функция  $D_{\text{фон}}(k^*)$  получена путем случайного перемешивания протонов из разных событий. Ввиду трудности при непосредственной аппроксимации экспериментальных данных теоретической зависимостью (2) для определения параметра  $\tau_0$  использовался следующий метод.

О величине корреляционного эффекта можно судить по значению интеграла  $I$ , вычисленному в области эффекта. Вычисляя значения  $I$  для

$$I = \int_{k^* = 10 \text{ МэВ/с}}^{k^* = 60 \text{ МэВ/с}} R(k^*) dk^* \quad (5)$$

теоретической корреляционной функции (2) при разных значениях параметра  $\gamma_c$ , можно получить зависимость  $I = f(\gamma_c)$ , или  $I = f(\langle \gamma^2 \rangle^{1/2})$ , где  $\langle \gamma^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} \gamma_c$  - среднеквадратичный радиус области испускания для распределения источников, заданного формулой (3). Из этой зависимости можно определить значения  $\gamma_c$  для величин интегралов  $I$ , вычисленных из эксперимента. Мерой величины эффекта может быть также среднее значение  $R(k^*)$ , вычисленное в области эффекта:

$$\langle R \rangle = \int_{k^* = 10 \text{ МэВ/с}}^{k^* = 60 \text{ МэВ/с}} R(k^*) \rho(k^*) dk^*, \quad (6)$$

$\rho(k^*)$  - плотность протонных пар в фоновом распределении пар, нормированная на  $I$  в области эффекта ( $10 \leq k^* \leq 60$ , МэВ/с). Построив теоретическую кривую, представляющую зависимость  $\langle R \rangle = f(\gamma_c)$ , можно определить значения  $\gamma_c$  для соответствующих значений  $\langle R \rangle$ , вычисленных из эксперимента.

Двухпротонные корреляции изучались в разных интервалах углов испускания пар протонов в с.ц.и. СС-столкновения ( $30^\circ \leq \theta < 150^\circ$  и  $60^\circ \leq \theta < 120^\circ$ ) и в разных интервалах их поперечных импульсов ( $P_{\perp} \geq 300$  МэВ/с и  $P_{\perp} \geq 500$  МэВ/с). Ограничения на углы и поперечные импульсы выбирались исходя из предположения о том, что в этой области рождаются протоны, испускаемые на более ранней стадии расширения возбужденной ядерной материи. Кроме того, эти ограничения значительно уменьшают вклад периферических взаимодействий. Протоны с импульсом  $P_{\text{лаб}} < 300$  МэВ/с, а также  $P_{\text{лаб}} \geq 3,0$  ГэВ/с и  $\theta_{\text{лаб}} \leq 4^\circ$ , где  $\theta_{\text{лаб}}$  - угол относительно первичного направления, исключались из анализа. Такие критерии отбора выбраны для исключения участвующих во взаимодействиях испарительных протонов от ядра мишени и стриппинговых, от налетающего ядра.

Средняя скорость протонных пар составила  $\bar{v} = 0,6$ , и это значение принято в теоретических вычислениях корреляционных функций.

На рис. 3 показано для примера поведение экспериментальных корреляционных функций, построенных для разных условий отбора пар протонов, и теоретических функций, вычисленных для значений  $\gamma_c = 1,2$  фм и  $\gamma_c = 0,8$  фм. Из рисунка видно, что с увеличением поперечного импульса и углов испускания пар протонов радиус области взаимодействия уменьшается.

На рис. 4 показана зависимость величины  $\langle R \rangle$ , вычисленной для теоретической корреляционной функции в интервале  $10 \leq k^* \leq 60$  МэВ/с, от

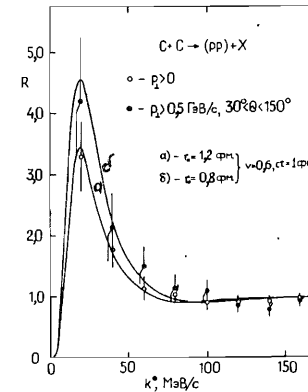


Рис. 3  
Экспериментальные точки и теоретические (сплошные линии) корреляционные функции для пар протонов, удовлетворяющих различным условиям отбора, в СС-неупругих взаимодействиях. Теоретические функции вычислены для двух значений параметра  $\gamma_c$ : а)  $\gamma_c = 1,2$  фм, б)  $\gamma_c = 0,8$  фм и величин  $\bar{v} = 0,6$  и  $c\tau = 1$  фм.

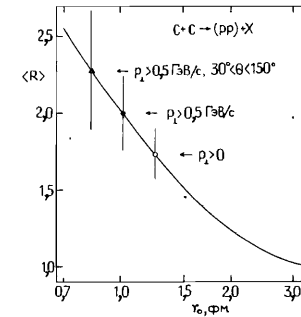


Рис. 4  
Зависимость величины  $\langle R \rangle$ , вычисленной для теоретической корреляционной функции в области  $10 \leq k^* \leq 60$  МэВ/с, от параметра  $\gamma_c$  (сплошная линия). Точки на графике - результаты расчёта  $\langle R \rangle$  для экспериментальных корреляционных функций в той же области значений  $k^*$  при различных условиях отбора пар протонов в СС-неупругих взаимодействиях.

параметра  $\gamma_c$ . Из этой зависимости определены значения  $\gamma_c$  для всех полученных из эксперимента величин  $\langle R \rangle$  при разных условиях отбора пар протонов во всех неупругих и центральных СС-взаимодействиях. Результаты приведены в таблице 3. Из таблицы также видно, что с ростом поперечного импульса и угла вылета пар протонов параметр  $\gamma_c$  уменьшается. Этот результат соответствует нашему предположению о том, что частицы с большими значениями  $P_{\perp}$  испускаются на более ранней стадии расширения возбужденной ядерной материи.

Для определения плотности ядерной материи необходимо знать среднее число участвующих во взаимодействии нуклонов  $\langle \nu \rangle$ . Величина  $\langle \nu \rangle$  определялась из распределений по множественности вторичных частиц:

$$\langle \nu \rangle = 2(\langle n_{ch} \rangle - 2\langle n_{-} \rangle),$$

где  $\langle n_{ch} \rangle$  - среднее число всех заряженных частиц в событии, за исключением протонов - спектаторов от налетающего ядра и испарительных от ядра мишени;  $\langle n_{-} \rangle$  - среднее число отрицательных пионов. Множитель 2 в правой части равенства учитывает вклад взаимодействующих нейтронов, который предполагается равным вкладу протонов. Величина  $\langle \nu \rangle$  получилась равной  $8,6 \pm 0,2$  для СС-неупругих <sup>123</sup> и  $17,3 \pm 0,1$  для СС-центральных взаимодействий.

Таблица 3

СС-неупругие взаимодействия			СС-центральные взаимодей-	
Отбор pp-пар	$\gamma_0, \text{фм}$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	$\gamma_0, \text{фм}$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$
$P_L > 0$	$1,25^{+0,20}_{-0,15}$	$2,16^{+0,35}_{-0,25}$	$1,22^{+0,25}_{-0,20}$	$2,11^{+0,45}_{-0,35}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$	$1,10^{+0,25}_{-0,20}$	$1,90^{+0,45}_{-0,35}$	$1,24^{+0,35}_{-0,25}$	$2,4^{+0,6}_{-0,4}$
$60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$	$1,00^{+0,4}_{-0,3}$	$2,0^{+0,7}_{-0,5}$	$1,0^{+0,4}_{-0,3}$	$2,0^{+0,7}_{-0,5}$
$P_L \geq 0,3$ ГэВ/с	$1,05^{+0,20}_{-0,15}$	$1,8^{+0,35}_{-0,25}$	$1,13^{+0,25}_{-0,20}$	$2,0^{+0,5}_{-0,4}$
$P_L \geq 0,5$ ГэВ/с	$1,02^{+0,20}_{-0,15}$	$1,80^{+0,35}_{-0,25}$	$1,15^{+0,30}_{-0,25}$	$2,0^{+0,5}_{-0,4}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ $P_L \geq 0,3$ ГэВ/с	$0,9^{+0,3}_{-0,2}$	$1,6^{+0,5}_{-0,4}$	$1,15^{+0,35}_{-0,25}$	$2,0^{+0,6}_{-0,4}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ $P_L \geq 0,5$ ГэВ/с	$0,8^{+0,3}_{-0,2}$	$1,4^{+0,5}_{-0,4}$	$1,3^{+0,4}_{-0,3}$	$2,2^{+0,7}_{-0,5}$

В предположении гауссовского распределения источников испускания протонов внутри рассматриваемого объема возбужденной ядерной материи можно написать следующее выражение для плотности:

$$\rho(r) = \frac{\langle \nu \rangle}{(2\pi\gamma_0^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{2\gamma_0^2}} \quad (7)$$

Множитель, стоящий перед экспонентой, определяется условием нормировки:

$$\int_0^\infty \rho(r) d^3r = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \rho(r) r^2 dr d\theta d\phi = \langle \nu \rangle \quad (8)$$

Нормальная плотность ядра углерода, обычно принимаемая равной  $\rho_{\text{норм.}} = 0,168 \text{ фм}^{-3}$ , соответствует максимальной плотности распределения нуклонов в ядре при  $r=0$ . Поэтому для определения относительной плотности возбужденной материи  $\rho/\rho_{\text{норм.}}$  мы вычисляли  $\rho(0)$  в формуле (7):

$$\rho(0) = \langle \nu \rangle / (2\pi\gamma_0^2)^{3/2} \quad (9)$$

Полученные значения плотности  $\rho(0)/\rho_{\text{норм.}}$ , соответствующие различным условиям определения радиуса области взаимодействия для всех неуп-

ругих и центральных СС-взаимодействий, представлены в таблице 4. Как видно из таблицы, значения плотности возбужденной ядерной материи, образующейся как во всех неупругих, так и в центральных СС-взаимодействиях, больше нормальной ядерной плотности, хотя большие ошибки измерений радиуса области излучения не позволяют сделать более точных выводов. Однако необходимо заметить, что рассматриваемый метод определения размеров области испускания вторичных частиц путем изучения корреляций пар протонов не дает возможности оценить плотность ядерной материи в начальный момент столкновения ядер. Поэтому полученные значения отношений  $\rho(0)/\rho_{\text{норм.}}$  можно рассматривать только как нижнюю границу плотности ядерной материи.

Таблица 4. Величина плотности  $\rho(0)/\rho_{\text{норм.}}$ 

Условия отбора пар протонов	СС-неупругие	СС-центральные
$P_L > 0$	$1,7^{+0,6}_{-0,8}$	$3,6^{+1,8}_{-2,2}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$	$2,4^{+1,3}_{-1,7}$	$3,4^{+2,1}_{-2,9}$
$60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$	$3,2^{+2,9}_{-3,2}$	$6,5^{+5,8}_{-6,5}$
$P_L \geq 0,3$ ГэВ/с	$2,8^{+1,3}_{-1,6}$	$4,5^{+2,4}_{-3,0}$
$P_L \geq 0,5$ ГэВ/с	$3,1^{+1,4}_{-1,8}$	$4,3^{+2,8}_{-3,4}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ $P_L \geq 0,3$ ГэВ/с	$4,5^{+3,0}_{-4,5}$	$4,3^{+2,8}_{-3,9}$
$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ $P_L \geq 0,5$ ГэВ/с	$6,4^{+4,8}_{-6,4}$	$3,0^{+2,1}_{-2,8}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значения плотности и температуры ядерной материи, измеренные в СС-столкновениях при  $P/A = 4,2$  ГэВ/с совместно с данными других экспериментов, представлены на рис.5. Здесь же показаны теоретические

границы возможных фазовых переходов ядерного вещества. Для  $CC$ -взаимодействий точка  $a$  на диаграмме соответствует определению плотности ядерной материи без ограничений по  $P_1$  и  $\rho$  на условия отбора пар протонов ( $P_1 > 0$ , табл. 4). Как видно из рисунка, уже при энергии 4,2 ГэВ/с на нуклон в столкновениях ядер углерода можно достигнуть такой области ядерной материи, которая является переходной между адронной материей и кварк-глюонной плазмой.

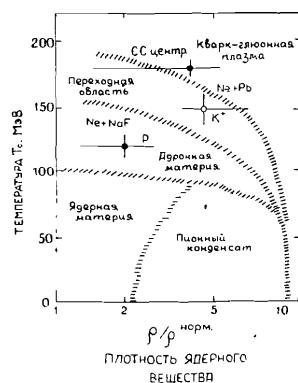


Рис. 5  
Диаграмма фазовых переходов. Точки на графике соответствуют определениям температуры и плотности ядерного вещества в различных экспериментах по изучению ядроядерных взаимодействий.

В заключение авторы выражают признательность Сотрудничеству на 2-метровой протановой камере за помощь в обработке данных и полезные обсуждения. Авторы благодарны также Р. Ледницкому за предоставление программы теоретических расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Migdal A.B. Rev. Mod. Phys., 50 (1971), 107.
2. Weise W. and Brown G.E. Phys. Reports, 27C (1976), 1.
3. Lee T.D. and Wick G.C. Phys. Rev., 09 (1974), 2291.
4. Lee T.D. Rev. Mod. Phys., 47 (1976), 267.
5. Jacob H. and J. Tran Thanh Van. Phys. Reports, 88C (1982), 321.
6. Stöcker H. et al. Phys. Lett., 81B, 303 (1979).
7. Ruck V., Gyulassy M. and Greiner W. Z.Phys., A277, 391 (1979).
8. Nagamiya S. and Gyulassy M. LBL-14035, February 1982.
9. Nagamiya S. Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence, Aug. 29 - Sept. 3, 1983.

10. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, 27, 658.
11. Ангелов Н., Ахабабян Н. и др. ОИИИ, I-12427, Дубна, 1979.
12. Ахабабян Н. и др. ОИИИ, PI-82-536, Дубна, 1982.
13. Didenko L.A. et al. JINR, E1-84-354, Dubna, 1984.
14. Nagamiya S. Preprint, University of Tokyo, UTPN-204, 1983.
15. Копылов Г.И., Подгоревский М.И. ЯФ, 15, с. 392 (1972).
16. Kopylov G.I. Phys. Lett., 50B, 412 (1974).
17. Cocconi G. Phys. Lett., 49B, 459 (1974).
18. Yano F.B., Koonin S.E. Phys. Lett., 78B, 556 (1978).
19. Gyulassy M., Kauffmann S.K., Wilson L.W. Phys. Rev., C20, 2267 (1979).
20. Koonin S. E. Phys. Lett., 70B, 43 (1977).
21. Ледницкий Р., Любошиц В.Л. ЯФ, 1981, 35, с. 1386.
22. Гмитро М. и др. ОИИИ, P2-86-252, Дубна, 1986.
23. Армутлийски Д. и др. ОИИИ, PI-86-263, Дубна, 1986.
24. Элтон Л. Размеры ядер. Из-во иностранной литературы, Москва, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 сентября 1986 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Гришин В.Г. и др.

P1-86-639

Температура и плотность ядерной материи  
в CC-взаимодействиях при  $P = 4,2$  ГэВ/с на нуклон

Получены сценки "температуры" и плотности ядерной материи, образующейся в CC-неупругих и многонуклонных взаимодействиях при импульсе  $P/A = 4,2$  ГэВ/с. Для определения этих величин использовались данные по рождению протонов. В многонуклонных CC-столкновениях средние значения "температуры" и плотности составили  $T_0 \approx 180$  МэВ,  $\rho/\rho^{\text{норм.}} = 3,6^{+1,8}_{-2,2}$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Grishin V.G. et al.

P1-86-639

Temperature and Density of Nuclear Matter  
in CC-Interactions at  $P = 4.2$  GeV/c per Nucleon

An estimation of the temperature and density of nuclear matter in all CC-inelastic and CC-multinucleon interactions at  $P/A = 4.2$  GeV/c is presented. In this analysis the proton data on determination of these characteristics are used. In multinucleon CC-collisions the average value of "temperature" and density are equal to:  $T_0 \approx 180$  MeV,  $\rho/\rho^{\text{норм.}} = 3.6^{+1.8}_{-2.2}$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986