

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ КАОНОВ И $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

К.Иовчев, Е.Н.Кладницкая, Э.О.Оконов

Проведен сравнительный анализ результатов исследований характеристик  $K_s^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов, образовавшихся во взаимодействиях ядер  $CC$ ,  $CNe$  и  $ONe$  при энергии  $E_p \sim 3,4 \div 3,7$  А·ГэВ /1-7/. Анализ показал, что с увеличением числа нуклонов-участников налетающего ядра ( $Q$ ), т.е. с повышением их общей энергии ( $E = E_p \cdot \langle Q \rangle$ ), угловые распределения  $dN/d\cos\theta^*$  и  $dE^*/d\cos\theta^*$  для  $K_s^0$ -мезонов (как и для  $\Lambda$ -гиперонов) становятся более равномерными, приближаясь к изотропным при  $E \sim 30$  ГэВ. При этом растет средний поперечный импульс  $\langle P_T \rangle$  и больцмановская температура, достигая при  $E \sim 30$  ГэВ значений, близких к критическим:  $T_K \approx T_\Lambda \approx 150 \div 160$  МэВ (что соответствует "температурному" параметру наклона инвариантного спектра  $E_0 \sim 200$  МэВ). Как показывает сравнение проанализированных данных с результатами работ /13-15/, при дальнейшем увеличении энергии величина  $T_{K,\Lambda}$  остается в пределах ошибок постоянной вплоть до  $E \sim 5000$  ГэВ, а относительный выход ( $\langle n_{\Lambda,K} \rangle / \langle n_\pi \rangle$ ) странных частиц (с  $P_T > 0,4 \div 0,5$  ГэВ/с) заметно растет (как и  $\langle n_\Lambda \rangle / \langle n_\pi \rangle$  для  $\Lambda$  с  $P_T \geq 1$  ГэВ/с в интервале энергий дубненского синхрофазотрона). Выявленные закономерности согласуются с ожидаемыми сигналами, которые предсказываются КХД-термодинамикой для фазового перехода первого рода с образованием кварк-глюонной плазмы в смеси с адронной фазой.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### A Comparative Analysis of the Process of Kaon and $\Lambda$ Hyperon Production in Nucleus-Nucleus Collisions

K.Iovchev, E.N.Kladnitskaya, E.O.Okonov

An analysis is made to compare the characteristics of  $K_s^0$  mesons and  $\Lambda$  hyperons produced in  $CC$ ,  $CNe$  and  $ONe$  interactions at energies  $E_p \sim 3.4 \div 3.7$  A·GeV /1-7/. The analysis shows that the angular  $dN_K/d\cos\theta^*$  and  $dE_K^*/d\cos\theta^*$  distributions for  $K_s^0$  mesons (as well as for  $\Lambda$  hyperons) become more uniform, approaching

the isotropic ones at  $E \sim 30$  GeV, with increasing the number of nucleon-participants of the projectile ( $Q$ ), i.e. with increasing their total energy ( $E = E_p \langle Q \rangle$ ). In this case the mean transverse momentum and the Boltzmann temperature also increase reaching at  $E \sim 30$  GeV the values being close to the critical one:  $T_\Lambda \sim T_K \sim 150 \div 160$  MeV which corresponds to the "temperature" slope parameter  $E_0 \sim 200$  MeV for the invariant spectrum. As the comparison of the analysed data with the results of papers/13-15/ show, the value of  $T(\Lambda, K)$  remains nearly constant within the errors up to  $E \sim 5000$  GeV, but a relative yield ( $\langle n_{\Lambda, K} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ ) of strange particles (with  $P_T > 0.4 \div 0.5$  GeV/c) increases substantially as well as  $\langle n_\Lambda \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$  for  $\Lambda$  with  $P_T \geq 1$  GeV/c over the Dubna energy range. The revealed regularities agree with the expected signatures predicted by QCD thermodynamics for the first-order phase transition with the formation on mixed phase of quark-gluon and hadron plasma.

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

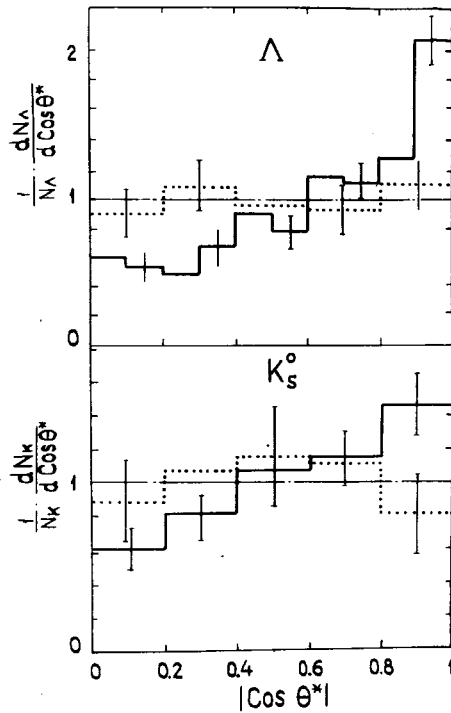
Исследования характеристик  $\Lambda$ -гиперонов и  $K$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях, представляют особый интерес, т.к. процесс образования странности является эффективным инструментом ("пробником") в изучении возбужденного адронного вещества и в поиске кварк-глюонной материи ("квaгмы").

В экспериментах, проводимых в ОИЯИ, было обнаружено, что с увеличением степени центральности соударений ядер ( $CC$ ,  $CNe$ ,  $ONe$ ) угловые распределения  $\Lambda$ -гиперонов и их энергий ( $dN_\Lambda/d\cos\theta^*$  и  $dE_\Lambda^*/d\cos\theta^*$ ) становятся более равномерными. При этом наблюдался также рост их среднего поперечного импульса  $\langle P_T \rangle_\Lambda$ , характеризующего степень возбуждения адронного вещества (температуру). Эти результаты (наряду с бoльцмановским характером спектров  $\Lambda$ -гиперонов) свидетельствуют о термализации адронного вещества (по крайней мере, локальной) при значительном его "разогреве", что является необходимым условием образования квaгмы.

В упомянутых работах были получены также соответствующие данные о характеристиках рожденных  $K_s^0$ -мезонов (с несколько меньшей статистической обеспеченностью).

Представляет интерес провести сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных для  $\Lambda$ -гиперонов и  $K_s^0$ -мезонов. С другой стороны, появление первых результатов исследова-

Рис.1. Угловые распределения в ЦМ-системе для  $\Lambda$ -гиперонов (вверху) и  $K_s^0$ -мезонов (внизу), рожденных в центральных и нецентральных СС-взаимодействиях, — пунктирная (....) и сплошная (—) линии соответственно.



ний процессов образования странных частиц при больших энергиях ядер дает возможность посмотреть, какова энергетическая зависимость эффектов, выявленных в дубненских исследованиях.

Анализируемые в настоящей работе данные были получены в ядерных пучках синхротрона ОИЯИ с помощью двухметрового спектрометра СКМ-200 при энергии ядер  $E_p = 3,66 \text{ А} \cdot \text{ГэВ} / 1-6/$  и двухметровой пропановой камеры ТПК-500 при  $E_p = 3,36 \text{ А} \cdot \text{ГэВ} / 7/$ .

На рис.1 приведены угловые распределения  $dN_{\Lambda, K} / d|\cos \theta^*|$  для  $\Lambda$ - и  $K_s^0$ -мезонов, рожденных в центральных СС-взаимодействиях (ЦВ) и образовавшихся в остальных (нецентральных) соударениях ядер (НЦ). Характеристикой степени центральности может служить среднее число провзаимодействовавших протонов. Эта величина определялась из соотношения

$$\langle Q_p \rangle = \langle N \rangle - 2 \langle n_{\pi^-} \rangle - \langle n_s \rangle - \langle n_b \rangle,$$

где  $\langle N \rangle$  — среднее число всех наблюдаемых заряженных частиц,  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  — среднее число отрицательных пионов,  $\langle n_s \rangle$  и  $\langle n_b \rangle$  — среднее число заряженных фрагментов-спектаторов ядра-снаряда и мишени соответственно.

Для рассматриваемых групп событий  $\langle Q_p \rangle^{\text{ЦВ}} \sim 10$  и  $\langle Q_p \rangle^{\text{НЦ}} \sim 5$ .

При сравнении этих двух распределений можно видеть, что  $K_s^0$ -мезоны, образовавшиеся в центральных взаимодействиях ядер, испускаются более равномерно, при этом не наблюдается их пре-

имущественный вылет вперед (назад) в ЦМ-системе, что характерно для остальных каонов, рожденных в нецентральных взаимодействиях. Такую направленность можно характеризовать параметром асимметрии  $r = (N_1 - N_2) / (N_1 + N_2)$ , где  $N_1$  и  $N_2$  — числа  $K_s^0$ -мезонов в интервалах  $0,5 < |\cos \theta^*| < 1$  и  $0 < |\cos \theta^*| < 0,5$ . Для нецентральных и центральных столкновений ядер эти отношения оказались равными  $r_K^{(H\bar{C})} = 0,23 \pm 0,06$  и  $r_K^{(C\bar{H})} = 0,02 \pm 0,10$ . Наблюдаемый эффект здесь не столь значителен, как в случае образования  $\Lambda$ -гиперонов, где  $r_\Lambda^{(H\bar{C})} = 0,34 \pm 0,04$  и  $r_\Lambda^{(C\bar{H})} = -0,01 \pm 0,09$ . Это связано с тем, что анизотропия в первичном процессе  $NN \rightarrow N\Lambda K$  для каона выражена менее резко, чем для  $\Lambda$ -гиперона, поведение которого определяется непосредственно эффектом лидирования нуклонного дикварка.

Как уже упоминалось, в дубненских экспериментах было показано, что с увеличением степени центральности соударений ядер растет не только степень равномерности угловых распределений  $\Lambda$ -гиперонов, но и их средний поперечный импульс, характеризующий степень возбуждения файерболла. Такая же особенность обнаруживается и в характеристиках  $K_s^0$ -мезонов, у которых параметр  $\langle P_T \rangle$  увеличивается с  $\langle P_T \rangle_K = (280 \pm 40)$  МэВ/с (при  $\langle Q_p \rangle \sim 5$ ) до  $\langle P_T \rangle = (489 \pm 23)$  МэВ/с (при  $\langle Q_p \rangle \sim 10$ ), что соответствует повышению бальцмановской температуры с  $T_K = (73 \pm 11)$  МэВ до  $(162 \pm 8)$  МэВ. Оценка температуры файерболла по соответствующим характеристикам  $\Lambda$ -гиперонов дает в пределах ошибок такие же результаты:  $T_\Lambda = (75 \pm 8)$  МэВ и  $T_\Lambda = (158 \pm 11)$  МэВ при тех же значениях  $\langle Q_p \rangle$ . Температура определялась из соотношения, выведенного в бальцмановском приближении<sup>18</sup>:

$$\langle P_T \rangle = \left( \frac{\pi m T}{2} \right)^{1/2} \cdot K_{5/2} \left( \frac{m}{T} \right) / K_2 \left( \frac{m}{T} \right),$$

где  $m$  — масса каона ( $\Lambda$ -гиперона), а  $K_\alpha$  — так называемые функции Мак-Дональда. Как показывает анализ спектров  $\Lambda$ -гиперонов, полученные таким способом параметры  $T_{\Lambda,K}$  и соответствующие значения, найденные по наклону бальцмановского спектра  $d^3 N_\Lambda / dp^3 \sim \exp(-E^*/T_\Lambda)$ , не отличаются по величине (в пределах ошибок).

Таким образом, использование в качестве "пробников" как  $\Lambda$ -гиперонов, так и  $K_s^0$ -мезонов указывает на термализацию адронного вещества в центральных АА-взаимодействиях при  $3,4 \div 3,7$  А·ГэВ со значительным разогревом файерболла вплоть до бальцмановских температур  $T_{\Lambda,K} \sim 160$  МэВ, близких к критическому для фазового перехода из адронной плазмы в кварк-глюонную.

В связи с поиском возможных сигналов такого фазового перехода очень важно исследовать зависимость характеристик и особенностей, выявленных при дубненских энергиях, от дальнейшего увеличения энергий ядерных взаимодействий. КХД-термодинамика предсказывает, что с увеличением плотности энергии  $\epsilon$  температура фэйрбола  $T$  (или характеризующий ее параметр  $\langle P_T \rangle$ ) сначала возрастает, а при достижении критического значения этот рост резко замедляется с возможным выходом кривой на плато /9-11/ (по аналогии с эффектом скрытой теплоты плавления)\*. Это условие соответствует смеси адронной и кварк-глюонной фаз. При еще большем увеличении энергий, когда все вещество фэйрбола превратится в квагму, температура вновь должна возрасть.

Как было показано в работе /10/, отмеченные эффекты должны проявляться наиболее четко в зависимостях  $\langle P_T \rangle \sim f(dN/dY)$  или  $T \sim f(dN/dY)$ , где "быстротная плотность" частиц  $dN/dY$  связана с плотностью энергии соотношением /13/:

$$\epsilon = \frac{1}{\pi A^{2/3}} \cdot \frac{dN}{dY} \cdot \frac{1}{r_0^2}$$

(здесь  $A \approx A_p \approx A_T$  — атомный номер сталкивающихся ядер,  $r_0$  — время формирования фэйрбола). Известно, что величина  $dN/dY$  увеличивается с ростом средней множественности образовавшихся частиц, которая растет с повышением общей кинетической энергии нуклонов-участников налетающего ядра:  $E = E_p \langle Q \rangle$ , где  $\langle Q \rangle \approx \langle Q_p \rangle$  — число нуклонов-участников ядра  $A_p$ .

Для выявления энергетической зависимости исследуемых характеристик следует сравнить рассмотренные результаты с соответствующими данными, полученными недавно в экспериментах по исследованию взаимодействий ядер:  $Si + Au$  на ускорителе AGS (БНЛ) при  $E_p = 13,7 \cdot A$  ГэВ /14/ и  $^{32}S + ^{32}S$  на SPS (ЦЕРН) при  $E_p = 200 \cdot A$  ГэВ /15,16/. Особенности установок и геометрии в этих экспериментах, а также большие трековые загрузки (особенно на SPS) существенно ограничили область  $P_T - Y$ , доступную для регистрации  $K_s^0$ - и  $\Lambda$ -частиц, что сделало очень затруднительным (или просто невозможным) получение "глобальных" характе-

---

\* Принято считать, что рассматриваемый фазовый переход является, скорее всего, переходом первого рода, на что указывают модельные расчеты на решетке (см., например, /12/).

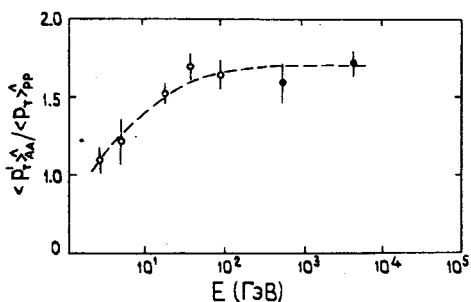


Рис.2. Зависимость от энергии ядронных взаимодействий ( $E = E_p < Q >$ ) параметра  $\alpha = \langle P'_T \rangle_{AA} / \langle P'_T \rangle_{pp}$ , характеризующего степень возбуждения фибрбола за счет вторичных процессов:  $\circ$  — ТПК-500 и СКМ-200,  $\bullet$  — NA-35 (с обрезанием  $P_T \geq 0,41$  ГэВ/с).

ристик. По этой причине из упомянутых характеристик не представляется возможным получить пригодные для сравнения угловые распределения (в  $4\pi$ - или  $2\pi$ -геометрии), а при сравнении других характеристик требуется ввести для дубненских данных обрезания, особенно существенные для параметра  $P_T$ .

Такая процедура была проделана при анализе зависимости от энергии отношения параметров  $\langle P_T \rangle$  для AA- и pp-взаимодействий (при соответствующих энергиях  $E_p$ ), которое характеризует степень возбуждения фибрбола за счет вторичных термализующих процессов (см. рис.2). Данные о параметре  $P_T$  в брукхейвенской работе /12/ не приводятся, но в ней содержатся оценки бальмановской температуры  $T$  и параметра наклона  $E_0$ , полученные по хорошо регистрируемой части спектров при анализе неинвариантных и инвариантных сечений. Этим же методом получены параметры  $E_0(\Lambda)$  и  $E_0(K)$  в эксперименте NA-35 /14/. При таком подходе выборка (по  $P_T$  и  $Y$ ), связанная с особенностями регистрации вторичных частиц в этих экспериментах, не должна сильно влиять на оценку степени возбуждения фибрбола. В этом случае степень возбуждения (нагрева) фибрбола в AA-взаимодействиях можно характеризовать фактором превышения "обрезанного" параметра  $\langle P'_T \rangle_{AA}$  над соответствующим параметром  $\langle P_T \rangle$  для pp-столкновений /17, 18/  $\alpha = \langle P'_T \rangle_{AA} / \langle P_T \rangle_{pp}$ .

Как видно из приведенных графиков (рис.2 и 3), зависимость от энергии параметров  $\alpha$  и  $T$ , характеризующих степень возбуждения фибрбола, после значительного роста претерпевает излом, после которого эти параметры остаются практически постоянными (на уровне —  $T \sim 150 \div 160$  МэВ)\* в пределах ошибок вплоть до энергий  $E = 5 \cdot 10^3$  ГэВ. Этот излом наблюдается при энергиях

\* В действительности первоначальная температура разогрева фибрбола, по-видимому, существенно больше приведенного значения, т.к. оно определялось на поздних стадиях процесса.

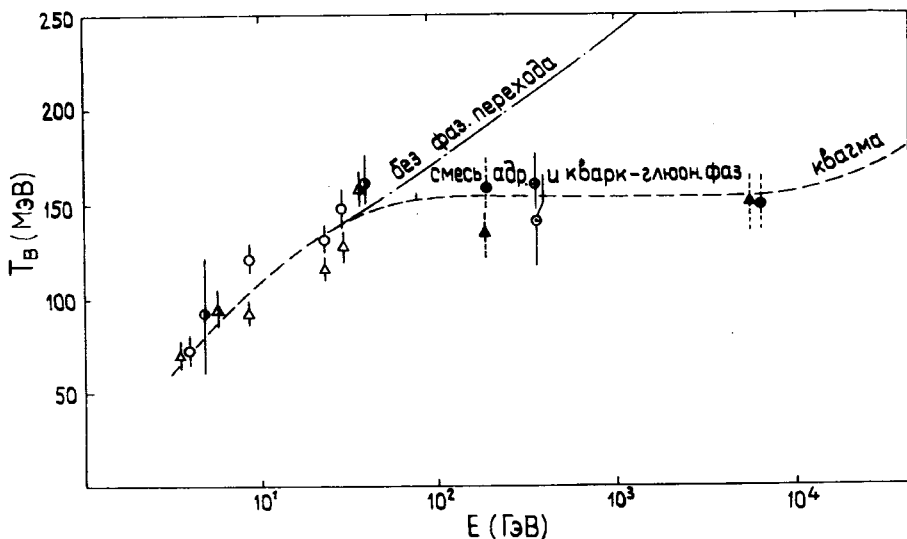


Рис.3. Зависимость от энергии ядро-ядерных взаимодействий ( $E = E_p < Q >$ ) болцмановской температуры  $T$ , полученной из характеристик образовавшихся каонов и  $\Lambda$ -гиперонов в различных экспериментах:  $\circ \Delta$  — ТПК-500,  $\bullet \blacktriangle$  — СКМ-200,  $\circ \circ$  — E-802 ( $K^+$  и  $K^-$ ),  $\bullet \blacktriangle$  — NA-35 (приводимые предварительные значения  $T$  получены с использованием хорошо выполняющегося соотношения  $E_0 = 1,3 T$ ). Ожидаемый ход зависимости<sup>/9-11/</sup>: в отсутствие фазового перехода (---) и при фазовом переходе первого рода с образованием смешанной фазы (—).

30÷40 ГэВ, которые реализуются на синхрофазотроне ОИЯИ в центральных взаимодействиях ядер с  $A \gtrsim 12$ .

Наблюдаемый характер исследованной зависимости соответствует описанному выше сценарию фазового перехода первого рода с образованием кварк-глюонной плазмы (в смеси с адронной фазой).

Другим ожидаемым сигналом образования квагмы является повышенный относительный выход странных частиц ( $\langle n_{\Lambda, K} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ ), увеличивающийся с увеличением концентрации квагмы в файерболе. Подобный эффект наблюдался в дубненских экспериментах<sup>/1,2/</sup>, в которых было показано, что для  $\Lambda$ -гиперонов с  $P_T \geq 1$  ГэВ/с величина  $\langle n_{\Lambda} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$  растет с  $(1,9 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$  до  $(18 \pm 6) \cdot 10^{-4}$  при переходе от периферических взаимодействий к центральным (что соответствует увеличению энергии в 5-6 раз).

Отбор  $\Lambda$ -частиц с  $P_T \geq 1$  ГэВ/с, т.е. с параметрами, лежащими за пределами кинематики реакции  $NN \rightarrow N \Lambda K$ , проводился для того, чтобы свести к минимуму фон от  $NN$ -взаимодействий при поис-

ке возможных сигналов образования квагмы. Такой экспериментальный подход получил недавно и "теоретическую поддержку" в работах /19,20/, в которых указывается, что  $\Lambda$ -гипероны с  $P_T \geq 1$  ГэВ/с несут информацию о ранних, наиболее интересных стадиях процесса образования квагмы.

В недавно опубликованной работе /15/ также наблюдался рост  $\langle n_\Lambda \rangle / \langle n_- \rangle$  с  $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$  до  $(2,5 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$  для  $^{32}\text{S } ^{32}\text{S}$ -взаимодействий, при увеличении степени центральности соударений ядер в  $\sim 6$  раз, но при других энергиях ( $E_p = 200$  А·ГэВ) и обрезаниях ( $P_T > 0,41$  ГэВ/с). Подобный эффект наблюдался и для  $K_S^0$  и  $\bar{\Lambda}$ -частиц.

К сожалению, не представляется возможным провести адекватное сравнение упомянутых результатов оценки  $\langle n_\Lambda \rangle / \langle n_- \rangle$ , полученных при несопоставимых обрезаниях, и других различных факторов, которые могли бы повлиять на наблюдаемый эффект. Можно, однако, предположить, что эффект, обнаруженный при дубненских энергиях, вызван самим фазовым переходом, а результат, полученный в ЦЕРНе, обусловлен увеличением содержания квагмы в смеси адронной и кварк-глюонной фаз.

Проведенный сравнительный анализ особенностей в характеристиках  $\Lambda$ - и  $K_S^0$ -частиц, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях, свидетельствует о том, что с увеличением общей энергии нуклонов участников:

— увеличивается степень равномерности угловых распределений  $dN_{\Lambda,K} / d\text{Cos } \theta^*$  и  $dE_{\Lambda,K}^* / d\text{Cos } \theta^*$ , которые для центральных соударений ядер ( $E \sim 30$  ГэВ) становятся близкими к изотропным при больцмановском характере спектра;

— повышается больцмановская температура файерболла, достигая значений  $T_{\Lambda,K} \sim 150 \div 160$  МэВ при  $E \sim 30$  ГэВ, после чего она остается в пределах ошибок постоянной вплоть до энергии  $E \sim 5 \cdot 10^3$  ГэВ;

— растет относительный выход  $\Lambda$ -гиперонов (а также  $K_S^0$  и  $\bar{\Lambda}$  /14,15/) с большими поперечными импульсами.

Выявленные закономерности согласуются с теми, которые предсказываются КХД-термодинамикой при фазовом переходе первого рода с образованием кварк-глюонной плазмы (в смеси с адронной фазой). Однако полученные результаты нельзя считать однозначным свидетельством в пользу такой "экзотической" интерпретации, пока не исключены другие возможные объяснения обнаруженных эффектов.

С другой стороны, необходимы более детальные и статистически обеспеченные исследования (особенно при более тяжелых



сталкивающихся ядрах) и адекватный сравнительный анализ данных, полученных при разных энергиях.

Авторы приносят благодарность всем сотрудникам, принимавшим участие в получении на установках ТПК-500 и СКМ-200 экспериментальных данных (DST), проанализированных в настоящей работе.

### Литература

1. Anikina M. et al. — Z.f. Phys., 1984, с.25, p.1.
2. Gazdzicki M. — JINR, E1-85-949, Dubna, 1985; Z.Phys., 1986, с.25, p.1.
3. Оконов Э.О. — ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.166.
4. Аникина М.Х. и др. — ОИЯИ, P1-82-333, Дубна, 1982.
5. Anikina M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.1971.
6. Anikina M. et al. — JINR, E1-84-376, Dubna, 1984.
7. Армутлийски Д.А. и др. — ОИЯИ, P1-85-220, Дубна, 1985; ЯФ, 1986, т.43, с.366.
8. Hagedorn R. — CERN-71-12, Geneva, 1971.
9. Shuryak E.V. — Phys. Rep., 1980, 61, p.71.
10. L.van Hove — Phys. Lett., 1982, 118B, p.138.
11. Van. Gersdorff H. — Nucl. Phys., 1982, A.461, p.261.
12. Kogut Sinclair D. — ILL-IH-89-27, Urbana, 1989.
13. Byorken J. — Phys. Rev., 1983, D27, p.140.
14. Abbott T. et al. — BNL-43417, Brookhaven, 1990.
15. Bamberger A. et al. — Nucl. Phys., 1989, F498, p.375.
16. Bartke J. et al. — IKF-90-2, 1990.
17. Blabel H. et al. — Nucl. Phys., 1974, 45B, p.454.
18. Jaeder K. et al. — Phys. Rev., 1975, D11, p.2405.
19. Danos M., Refelski J. — Phys. Lett., 1987, B192, p.432.
20. Rafelski J. — Hadronic Matter in Collisions, 1988.

Рукопись поступила 5 октября 1990 года.