

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

0 511

P1-88-546 *e*

Э.О.Оконов, Е.К.Хусаинов*

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ПИОНООБРАЗОВАНИЯ
КАК ХАРАКТЕРИСТИКА СТЕПЕНИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 3,66 А ГэВ

* Институт физики высоких энергий АН КазССР,
Алма-Ата

1988

Изучение сильно возбужденного ядерного вещества является важнейшей целью экспериментов в пучках релятивистских ядер.

Особый интерес к этой проблеме связан с возможным фазовым переходом ядерного вещества в кварк-глюонную плазму, который предсказывается КХД-термодинамикой при достаточно больших плотностях энергии. Поэтому очень важным представляется исследование экспериментальных сигналов, которые могли бы характеризовать степень возбуждения сгустка разогретого и сжатого вещества (файерболла), образующегося в результате жесткого (центрального) соударения ядер. Одним из таких сигналов является "удельная" множественность пионообразования, которую можно определить средним числом образовавшихся пионов, отнесенным к суммарному числу протонов налетающего ядра (A_P) и протонов ядра мишени (A_T), участвующих в $A_P A_T$ -соударении.

В ряде работ, развивающих простейшее квантостатистическое описание ядерной системы, было предложено использовать упомянутый параметр для определения температуры файерболла в момент наибольшего сжатия, поскольку, как показывают расчеты, $^{1+4/*}$ концентрация пионных степеней свободы ($\pi^- + \Delta + N^*$) существенно не изменяется в процессе последующего расширения вплоть до "вымораживания" (испускания) пионов.

Такое рассмотрение было проведено с использованием результатов эксперимента, осуществленного на бэвалаче при энергии ядер $E_P \leq 1,8$ А ГэВ ^{/6/}. Представляет интерес проделать подобный анализ при существенно больших энергиях на основании обработки экспериментальных данных ^{/7,8/}, полученных в ядерных пучках дубненского синхрофазотрона ($E_P = 3,66$ А ГэВ) с помощью двухметрового стримерного спектрометра СКМ-200 при использовании для его запуска различных триггерных систем, отбирающих:

- а) все неупругие взаимодействия ядер;
- б) центральные (многоуклонные) взаимодействия ядер, в которых участвуют все протоны налетающего ядра A_P (а также и нейтроны — в последних облучениях).

* Подобные расчеты для дубненских энергий проделаны Х.Иае в рамках модели ^{/5/}.



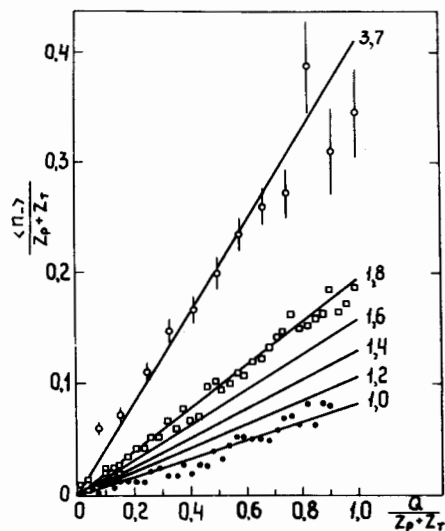


Рис.1. Средние множественности образования π^- -мезонов в зависимости от числа взаимодействовавших протонов Q при разных энергиях ядер; \circ – данные СКМ-200 (при $\sim 3,7$ А ГэВ).

Подробное описание установки СКМ-200 и условий проведенного эксперимента дается в более ранних работах ^{9,10/}.

Методика экспериментальной оценки параметра Q описана в работе ^{11/} и особенно обстоятельно в диссертации ^{12/}, в которой приводится также

сравнение величины $R = \langle n_{\pi^-} \rangle / \langle Q \rangle$ с предсказаниями ряда гидродинамических (термодинамических) моделей.

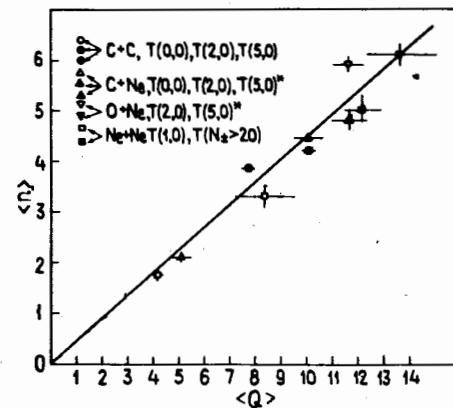
В результате фитирования приведенных на рис.1 данных параметр наклона ($a = 0,41 \pm 0,01$ при $\chi^2/NDF = 3,1$), полученный при анализе по событиям ("event by event"), оказался не отличающимся в пределах ошибок от параметра наклона, определенного по усредненным значениям $\langle n_{\pi^-} \rangle$ и $\langle Q \rangle$ в центральных взаимодействиях близких по массе ^{11/} ядер: $a = 0,45 \pm 0,04$ при несколько худшем $\chi^2/NDF = 6,6^*$ (см.рис.2).

Рассматриваемый параметр наклона существенно зависит от энергии налетающего ядра, что ярко иллюстрирует рис.1, на котором изображены зависимости параметра $\langle n_{\pi^-} \rangle$ от Q (с нормировкой на величину $Z_P + Z_T$) для бэвалаковских энергий в интервале $E_P = 1 \div 1,8$ А ГэВ ^{8/} и для энергии синхрофазотрона ($E_P \sim 3,7$ А ГэВ).

Линейный характер приведенной зависимости противоречит утверждению о преимущественном испускании пионов с поверхности ядер ^{14/}, сделанному ранее на основании бэвалаковских экспериментальных данных.

* Примерно линейный характер зависимости $\langle n_{\pi^-} \rangle$ от Q наблюдался в СС-взаимдействиях при $E_P = 3,36$ А ГэВ ^{13/}, однако неясно, насколько отличаются параметры наклона в неупругих и многонуклонных взаимодействиях, т.к. фитирования проведено не было.

Рис.2. Зависимость средней множественности π^- -мезонов, рожденных в центральных ядро-ядерных взаимодействиях от среднего числа участвующих протонов $\langle Q \rangle$.



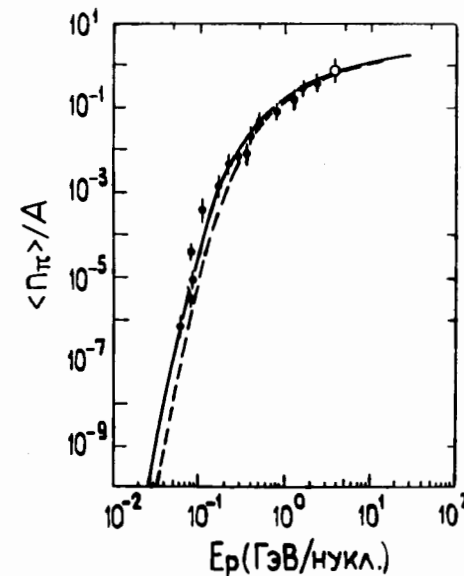
Как уже упоминалось, в ряде работ ^{15-21/} разработан упрощенный термодинамический подход, позволяющий в рамках квантостатистического рассмотрения описать сильно возбужденную и очень сжатую систему, образовавшуюся в результате центральных $A_P A_T$ -взаимодействий (с $A_P = A_T$), в которых участвуют все нуклоны налетающего ядра (т.е. при параметре соударения $b \rightarrow 0$).

При этом был сделан ряд упрощающих предложений:

а). Испускание пионов происходит на стадии сильного сжатия, а их множественность определяется химически равновесной концентрацией π , Δ , N^* при данной тепловой энергии.

б). Вся выделяющаяся в системе центра масс энергия в момент наибольшего сжатия и вымораживания пионов распределяется между тепловой энергией и энергией сжатия, при этом энергия выброса (расширения) пренебрежимо мала: она реализуется на последующих стадиях за счет энергии сжатия.

Рис.3. Зависимость множественности пионообразования $\langle n_{\pi^-} \rangle_{b \rightarrow 0}$ (с нормировкой на число нуклонов взаимодействующих ядер A) от энергии E_P ; экспериментальные данные получены на бэвалаке (ϕ) и синхрофазотроне (ψ), теоретические расчеты ^{21/} в предположении "квадратичного" уравнения состояния с коэффициентами сжимаемости $K = 250$ МэВ (сплошная линия) и $K = 500$ МэВ (пунктирная линия).



в). Плотность и температура в момент наибольшего сжатия и возбуждения при взаимодействии равных по массе ядер описываются одномерным гидродинамическим уравнением.

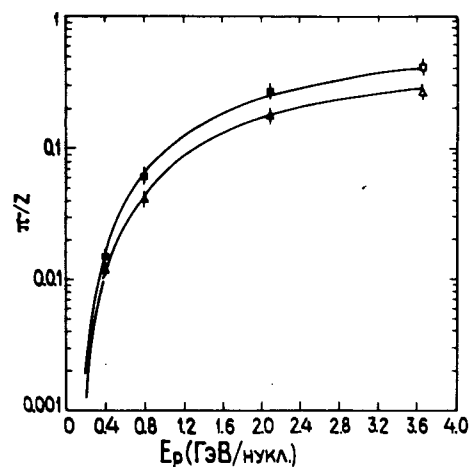
Насколько хорошо рассматриваемый подход описывает реальный процесс, можно судить, сравнивая предсказываемую им зависимость удельной множественности пинообразования R от энергии ядер E_p с соответствующими экспериментальными данными (рис.3), что демонстрирует удовлетворительное согласие результатов теоретических расчетов^{/21/} с экспериментом. Как видно из рис.3, кривые, рассчитанные с использованием "квадратичного" уравнения состояния

$$E_c(\rho) = \frac{K(\rho - \rho_0)^2}{18\rho_0^2},$$

не проявляют сильной зависимости от величины коэффициента сжатия K , по крайней мере в интервале $K = 250$ МэВ (сплошная кривая) и $K = 500$ МэВ (пунктирная кривая).

Следует также отметить, что зависимость удельной множественности $\langle n_{\pi^-} \rangle_{b \rightarrow 0} / Z$ от энергии ядер E_p может быть аппроксимирована плавной кривой вида^{/22/}

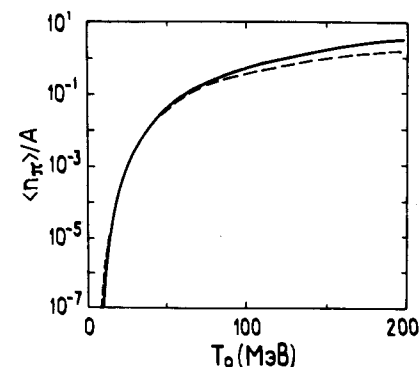
$$\langle n_{\pi^-} \rangle / Z = (A_p / A_T)^{0,15} \cdot \exp(-2,15 / A_T),$$



которая, как ясно из рис.4, хорошо описывает экспериментальные данные в широком интервале энергий ($E_p = 0,4 \div 3,66$ А ГэВ) и для различающихся по массе взаимодействующих ядер (например, $A_p = 16, 20$ и $A_T = 210$).

Рис.4. Зависимость отношения множественности пинообразования к суммарному заряду взаимодействующих ядер (π^-/Z) от энергии E_p : экспериментальные точки для NeNe-взаимодействий (\bullet , \circ) и для NePb (OPb)-взаимодействий (\blacktriangle , \triangle); сплошные линии – результат аппроксимации.

Рис.5. Зависимости параметра $\langle n \rangle / A$ от температуры: результаты теоретических расчетов^{/21/} в предположении $\rho = \rho_0$ (сплошная кривая) и $\rho = 4\rho_0$ (пунктирная кривая).



Характерно, что параметризация осуществляется с помощью величин β и γ , имеющих определенный физический смысл – это соответственно скорость и релятивистский фактор образовавшегося фибрбола в лабораторной системе координат.

Используемый термодинамический подход, который, как было показано, достаточно хорошо описывает зависимость множественности пинообразования от энергии, дает соотношение между "предельной" множественностью (при $b \rightarrow 0$) и температурой, позволяющее оценить степень разогрева фибрбола в момент наибольшего (ударного) сжатия в зависимости от достигаемой при этом плотности (см.рис.5).

Для получения величины $\langle n_{\pi^-} \rangle_{b \rightarrow 0}$, соответствующей наиболее центральному (многоуклонным) $A_p A_T$ -взаимодействиям необходимо провести линейную экстраполяцию зависимостей, изображенных на рис.1, к предельному значению $G_{max} = Z = Z_p + Z_T$, а для получения полной удельной множественности пионов нужно использовать соотношение $\langle n_{\pi^-} \rangle \approx 3 \langle n_{\pi^-} \rangle_{b \rightarrow 0}$.

В результате этой экстраполяции для СС-взаимодействий при $E_p = 3,66$ А ГэВ была получена величина $\langle n_{\pi^-} \rangle_{b \rightarrow 0} / Z_p + Z_T = 0,41 \pm 0,01$, что соответствует температуре $T_0 = (120 \pm 2)$ МэВ* при $\rho = 4\rho_0$. Соответствующая величина температуры для NeNe-взаимодействий оказалась в пределах ошибок такой же: ($T_0 = (120 \pm 10)$ МэВ). Следует отметить, что значение $\rho = 4\rho_0$, рассматриваемое как максимальное для бэвалаковских энергий, является заниженным при дубненских (вдвое больших) энергиях, поскольку ρ растет с E_p как за счет увеличения релятивистского фактора сжатия объема взаимодействия, так и вследствие большего эффекта ударной волны^{/15/}, что дает основание считать, что в нашем случае $\rho/\rho_0 > 4$. Учитывая то обстоятельство, что из

* В работе^{/21/} приведено меньшее значение величины T_0 , т.к. она оценивалась ошибочно без учета действительного числа протонов-участников.

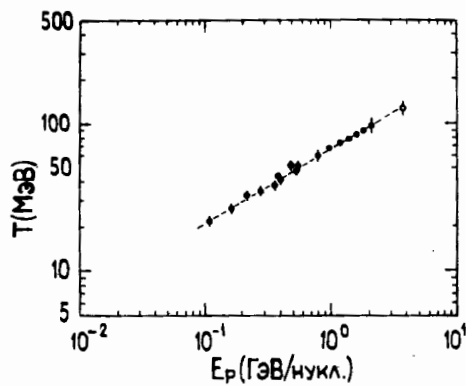


Рис.6. Зависимость от энергии E_p температуры T_0 , рассчитанная на основании экспериментальных данных по множественности пинообразования в рамках термодинамического описания^{/21/} ядро-ядерных взаимодействий в предположении, что средние значения плотности: $\rho \sim 2\rho_0$ при $E_p \leq 0,4$ А ГэВ и $\rho = 4\rho_0$ при энергии $E_p > 0,4$ А ГэВ.

влекаемая из упомянутого соотношения температура тем больше, чем больше ρ/ρ_0 , полученное значение T_0 можно считать нижним пределом. Эта величина, как и соответствующие значения T_0 для бэвалаковских энергий, взятые из работы^{/21/}, приведены в логарифмическом масштабе в зависимости от энергии E_p на рис.6, из которого видна линейная зависимость для широкого энергетического интервала, от $E_p \approx 0,1$ А ГэВ до $E_p = 3,66$ А ГэВ.

Ранее на установке СКМ-200 в тех же условиях была сделана оценка больцмановской температуры по спектральным характеристикам пионов^{/8, 23, 24/}, которая дала $T = (90 \pm 4)$ МэВ для π^- -мезонов из обычных событий и $T_0 = (118 \pm 11)$ МэВ — из центральных СС-, СNe-, ONe-взаимодействий с дополнительным возбуждением, связанным с рождением кумулятивного Λ -гиперона (совместно с каоном). Учитывая "дочернюю" природу большинства пионов ($\Delta \rightarrow \pi^- N$), можно считать, что полученные значения при условии химического равновесия (см.^{/25/}) соответствуют равновесным температурам $T_0 \sim 100$ МэВ и $T_0 \sim 130$ МэВ.

Прямое сопоставление значений температур, полученных двумя рассмотренными методами, неправомерно, поскольку они характеризуют тепловую энергию на разных стадиях процесса взаимодействия ядер. Еще менее оправдано такое сопоставление с экспериментальными данными пропановой камеры^{/26/}, т.к. в этом эксперименте анализировались спектры не всех пионов, а только испущенных под углами, близкими к 90° .

Следует иметь в виду, что точность оценки температуры по множественности пинообразования зависит от степени определенности, с которой можно извлечь уравнение состояния из имеющихся экспериментальных данных, что сопряжено с определенными трудностями (см.^{/27/}).

По мнению аторов работы^{/27/}, одной из возможностей преодолеть эти трудности является проведение совместного анализа данных по выходу пионов и по их спектральным характеристикам (например, $\langle p_T \rangle$). Необходимо добавить, что подобный анализ был бы намного более эффективным, если в него включить данные по выходу и спектрам Λ - и K^0 -частиц^{/28+35/}, которые, по сравнению с пионами, несут информацию о более ранних стадиях процесса образования фэйрбола^{*/36/}.

Мы благодарны всем сотрудникам, участвовавшим в получении на установке СКМ-200 экспериментальных данных, проанализированных в настоящей работе, и особенно Г.Варденге и Ю.Лукстиньшу, просмотревшим рукопись и сделавшим полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cugnon J. et al. — Nucl.Phys., 1982, A379, p.553.
2. Cahay M. — Nucl.Phys., 1983, A411, p.289.
3. Kruse H. et al. — Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.289.
4. Malitoris J. и Stocker H. Preprint MSUCL — 498, Michigan, 1984.
5. Barz H., Iwe H. — Phys. Lett., 1984, 143B, p.55; Nucl. Phys., 1986, A453, p.728.
6. Harris J. et al. — Phys. Lett., 1985, 153B, p.377.
7. Aksinenko V. et al. — Nucl. Phys., 1980, A348, p.518.
8. Anikina M. et al. — Phys.Rev., 1986, C33, p.895.
9. Варденга Г.Л. и др. ОИЯИ, P-13-9315, Дубна, 1975.
10. Абдурахимов А. и др. — ПТЭ, 1978, т.5, с.53.
11. Аникина М. и др. — ЯФ, 1981, 33, с.1568; 1983, 38, с.1480; ОИЯИ, P1-86-477, Дубна, 1986.
12. Варденга Г.Л. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-87-651, Дубна, 1987.
13. Агакишев Г.Н. и др. — ЯФ, 1987, 45, с.1373.
14. Nagamiya S., Gyulassy M. — Adv. Nucl. Phys., 1984, 13, p.201.
15. Chaplin G. et al. — Phys.Rev., 1973, D8, p.4302.
16. Stöcker H. et al. — Z.Phys., 1978, A286, p.121.
17. Danilewicz P. — Nucl. Phys., 1979, A314, p.465.
18. Haġedorn R., Ranft J. — Suppl. Nuov. Cim., 1968, 6, p.169.

* В результате анализа спектров Λ - и K^0 -частиц, зарегистрированных в пучках ядер с $E_p = 3,66$ А ГэВ на установке СКМ-200, были получены больцмановские температуры: $T_\Lambda = (150 \pm 12)$ МэВ и $T_K = (140 \pm 18)$ МэВ^{/8, 23, 33/}, совпадающие в пределах ошибок с предсказаниями термодинамической модели^{/24/}.

19. Mekijan A. – Nucl. Phys., 1978, A312, p.491.
20. Stock R. et al. – Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1236.
21. Hahn D., Stocker H. – Nucl.Phys., 1986, A452, p.728.
22. Nagamiya S. et al. – Phys.Rev., 1981, C24, p.991.
23. Anikina M. et al. JINR, E1-84-376, Dubna, 1984.
24. Gazdzicki M. et al. – Z.Phys., 1986, C31, p.549.
25. Hagedorn R., Rafelski J. – Phys.Lett., 1980, 97B, p.136.
26. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-86-639, Дубна, 1986.
27. Peilert G. et al. – In: Proc. of 8-th Balot.on. Conf. on Nucler Physics, 1987, p.22.
28. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-82-333, Дубна, 1982.
29. Оконов Э.О. ОИЯИ. Д2-82-568, Дубна, 1982, с.166.
30. Anikina M. et al. – In: Proc. 6-th Inter.Conf. on Nucl. Physics, Balotonfured, 1983, p.433.
31. Anikina M. et al. – Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1971.
32. Иовчев К. и др. ОИЯИ, P1-84-279, Дубна, 1984.
33. Ахабян Н. и др. – ЯФ, 1983, 37, с.124.
34. Anikina M. et al. – Z.Phys., 1984, C25, p.1.
35. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-85-320, Дубна, 1985.
36. Stock R. – Phys.Rep., 1986, 135, p.261.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1988 года.

Оконов Э.А., Хусайнов Е.К.

P1-88-546

Множественность пинообразования как характеристика степени возбуждения в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии 3,66 А ГэВ

Рассмотрена зависимость средней множественности рождения π^- -мезонов от числа протонов (Q), участвующих в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях 3,66 А ГэВ. Показано, что для столкновений близких по массе ядер ($A_P \approx A_T$) эта зависимость, как и при более низких энергиях, имеет линейный характер, что позволяет провести простую экстраполяцию для предельного случая ($Q_{max} = Z_P + Z_T$). В рамках упрощенного термодинамического подхода, который, как было показано раньше, достаточно хорошо описывает зависимости множественности пинообразования от энергии ядер, сделана оценка температуры адронного вещества на стадии, близкой к наибольшему возбуждению, с использованием для этой цели величины выхода пионов, полученной в результате проведенной экстраполяции. Сравнение полученной температуры ($T_0 = (120 \pm 2)$ МэВ) для СС-взаимодействий с соответствующими бэвалаксовскими результатами, указывает на линейный рост T_0 с энергией ядер (в логарифмическом масштабе) в интервале $0,1 \div 3,7$ А ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Okonov E.O., Khusainov E.K.

P1-88-546

The Pion Production Multiplicity as a Measure of Excitation Degree in Nucleus-Nucleus Collisions at 3.66 A GeV

The dependence of average pion production multiplicity on the number of protons involved (Q) is considered for nucleus-nucleus interactions at 3.66 A GeV energy. It is shown that for collisions of nuclei of nearly equal mass ($A_P \approx A_T$) this dependence is linear as well as at lower energies. It makes possible an extrapolation for the limiting case $Q_{max} = Z_P + Z_T$. Using the extrapolated value of pion yield the hadron matter temperature is estimated within the simplified thermodynamical approach which provides a fairly good description of the dependence of pion multiplicities on nuclear energy. An indication for linear increase in logarithmic scale of the temperature with energy is found for $0.1 \div 3.7$ A GeV energy region from the comparison of the value obtained ($T_0 = (120 \pm 2)$ MeV) for CC-interactions with Bevalac's data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988