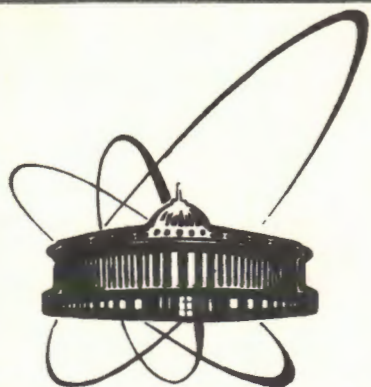


90-202



+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 12

P1-90-202

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

КУМУЛЯТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ π^- -МЕЗОНОВ
В π^- -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

1990

Исследование процесса множественной генерации частиц в адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях и больших передачах импульса имеет важное значение для понимания механизма сильных взаимодействий и внутренней структуры атомного ядра.

При исследовании ядерных взаимодействий весьма важно измерить квадрат четырехмерного импульса t , передаваемого той или иной группе вторичных частиц или одной вторичной частице. Эта релятивистски-инвариантная характеристика множественного процесса существенно зависит от его динамики, поэтому экспериментальное изучение характеристик множественной генерации частиц в зависимости от этой величины позволяет получить ценную информацию о природе сильных взаимодействий.

Известно, что квадрат четырехмерного импульса t , передаваемого одной вторичной частице, и квадрат полной энергии в системе центра масс адрон-нуклонного взаимодействия S_{hN} при высоких энергиях с точностью до массовых членов определяются следующими формулами:

$$t = -(P_h - P_c)^2 \approx 2E_h (E_c - \beta_h p_c^{\parallel}), \quad (1)$$

$$S_{hN} = (P_h + P_N)^2 \approx 2E_h m_N, \quad (2)$$

где P_h, P_N, P_c — четырехмерные импульсы налетающей частицы, нуклона-мишени и рассматриваемой вторичной частицы, E_h и β_h — энергия и скорость первичной частицы, E_c и p_c^{\parallel} — энергия и продольный импульс исследуемой вторичной частицы. В экспериментах при высоких энергиях β_h практически равна единице. С помощью выражений (1) и (2) можно получить величину, которую мы называем порядком кумулятивности, т.е.

$$n_k = \frac{E_c - p_c^{\parallel}}{m_p} \approx \frac{t}{S_{hN}}. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что при исследовании характеристик вторичных частиц в зависимости от порядка кумулятивности мы практически исследуем зависимость от переданного четырехмерного импульса t ,

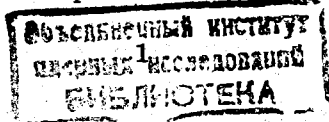


Таблица 1. Значения параметров в формулах (6) и (9)

	a_1, A_1	b_1, B_1	a_2, A_2	b_2, B_2	χ^2/ν
ф-ла (6)	$6,7 \pm 0,4$	$7,4 \pm 0,2$	$0,051 \pm 0,016$	$1,8 \pm 0,2$	1,12
ф-ла (9)	$0,677 \pm 0,005$	$4,6 \pm 0,2$	$0,005 \pm 0,003$	$0,85 \pm 0,18$	1,08

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = n_k \frac{d\sigma}{dn_k dp_t^2} \quad (7)$$

При исследовании процесса множественной генерации вторичных частиц методикой пузырьковой камеры (4 π -геометрия) мы имеем возможность исследовать поведение инвариантного дифференциального сечения, проинтегрированного по одной переменной, в частности по p_t^2 , т.е.

$$f(n_k) = \int \frac{d}{dp_t^2} (n_k \frac{d\sigma}{dn_k}) dp_t^2 = n_k \frac{d\sigma}{dn_k} \quad (8)$$

На рис. 2 представлена проинтегрированная по p_t^2 зависимость инвариантного дифференциального сечения рождения вторичных π^- -мезонов от порядка кумулятивности n_k . Видно, что эта зависимость, так же как распределение, представленное на рис. 1, резко меняет свой характер в области значения переменной $n_k \sim 1$, т.е. для заведомо кумулятивных π^- -мезонов ($n_k > 1$) наклон распределения становится меньше. Поэтому данное распределение было аппроксимировано суммой двух экспонент:

$$f(n_k) = \frac{n_k}{N} \frac{\Delta N}{\Delta n_k} = A_1 e^{-B_1 n_k} + A_2 e^{-B_2 n_k} \quad (9)$$

Значения параметров в формуле (9) и χ^2 на одну степень свободы приводятся в табл. 1. Из таблицы видно, что численные значения параметров b_1 и b_2 , B_1 и B_2 существенно отличаются между собой, значение второго наклона B_2 примерно в 5 раз меньше, чем B_1 .

Наблюдаемый излом в зависимости инвариантного дифференциального сечения рождения π^- -мезонов от переменной n_k (или от переданного четырехимпульса t , см. формулу (3)), является, на наш взгляд,

Рис. 2. Инвариантное распределение π^- -мезонов по кумулятивному числу n_k . Сплошная линия — аппроксимация формулой (9).

серьезным указанием на различный механизм образования обычных и кумулятивных π^- -мезонов. В связи с этим интересно исследовать другие характеристики π^- -мезонов, попадающих в разные области n_k .

ХАРАКТЕРИСТИКИ π^- -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В СОБЫТИЯХ С КУМУЛЯТИВНЫМИ π^- -МЕЗОНАМИ

На рис. 3 представлено распределение по числу π^- -мезонов, образованных в π^- -С-взаимодействиях с кумулятивными π^- -мезонами. Среднее значение этого распределения $\langle n_{\pi^-} \rangle = 3,84 \pm 0,12$, а дисперсия $D_{\pi^-} = 1,69 \pm 0,05$. Для всех π^- -С-взаимодействий $\langle n_{\pi^-} \rangle = 3,24 \pm 0,03$, $D_{\pi^-} = 1,53 \pm 0,01$ [10]. Таким образом, в кумулятивных событиях множественность π^- -мезонов больше, чем во всех π^- -С-взаимодействиях.

В табл. 2 приводятся средние значения импульсных и угловых характеристик (импульса, поперечного импульса, угла вылета и быстроты) для всех и кумулятивных π^- -мезонов из π^- -С-взаимодействий. Из таблицы видно, что характеристики кумулятивных ($n_k > 1$) π^- -мезонов существенно отличаются от характеристик некумулятивных ($n_k < 1$) π^- -мезонов. Характеристики π^- -мезонов, сопровождающих кумулятивные π^- -мезоны в кумулятивных событиях, мало отличаются от характеристик всех некумулятивных π^- -мезонов. Поэтому, хотя характеристики π^- -мезонов в кумулятивных событиях значительно отличаются от соответствующих характеристик для всех π^- -С-взаимодействий, это отличие определяется в основном кумулятивными частицами.

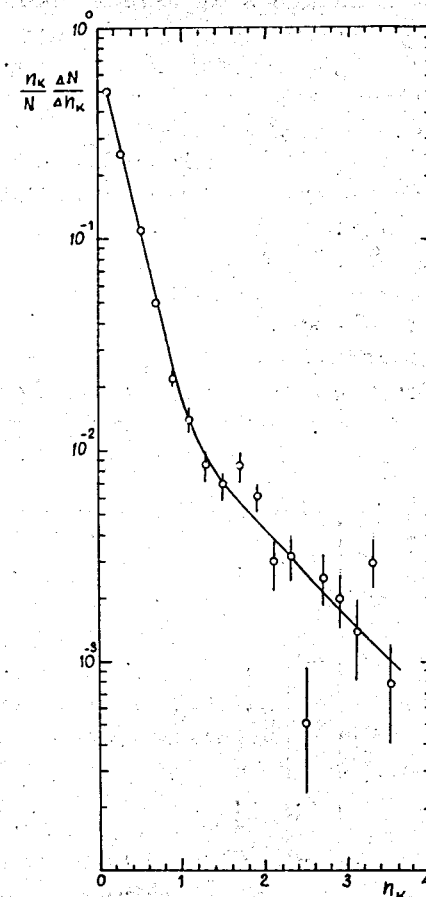


Таблица 2. Характеристики π^- -мезонов в π^- -С-взаимодействиях

	$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$, град	$\langle y \rangle$
все π^- -мезоны	$5,13 \pm 0,03$	$0,368 \pm 0,001$	$17,43 \pm 0,09$	$2,471 \pm 0,005$
π^- с $n_k < 1$	$5,14 \pm 0,03$	$0,364 \pm 0,001$	$17,26 \pm 0,09$	$2,477 \pm 0,005$
π^- с $n_k > 1$	$3,85 \pm 0,46$	$2,25 \pm 0,17$	$87,3 \pm 3,1$	$0,06 \pm 0,07$
π^- , сопровождающие π^- с $n_k > 1$	$4,42 \pm 0,32$	$0,354 \pm 0,014$	$20,1 \pm 1,3$	$2,32 \pm 0,06$
все π^- в кумулятивных событиях	$4,22 \pm 0,26$	$0,855 \pm 0,058$	$37,1 \pm 1,7$	$1,71 \pm 0,06$

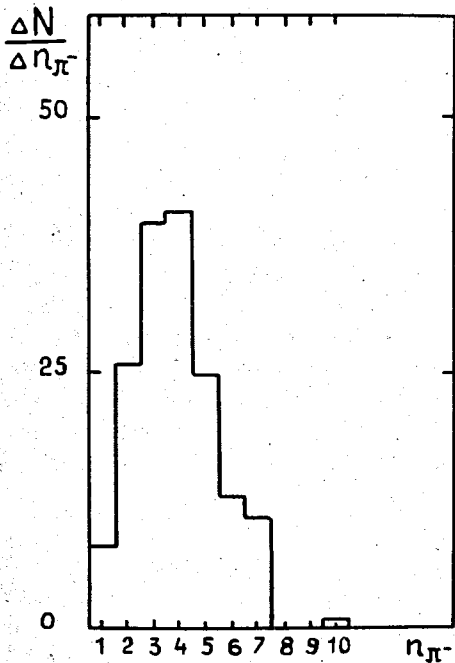
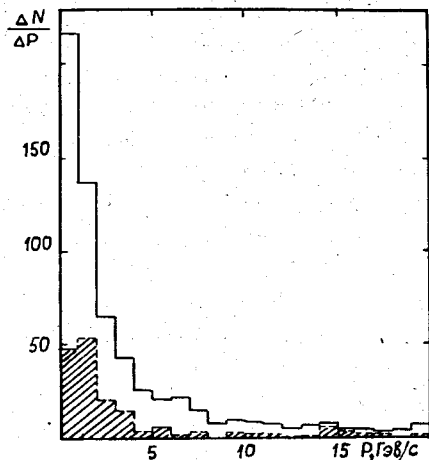


Рис. 3. Распределение кумулятивных событий по числу π^- -мезонов в них.

Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по импульсу в кумулятивных событиях. Заштрихованная область относится к кумулятивным π^- -мезонам.



На рис. 4-7 представлены распределения π^- -мезонов из кумулятивных π^- -С-взаимодействий по импульсу, поперечному импульсу, углу вылета и скорости соответственно. Распределения кумулятивных π^- -мезонов представлены заштрихованными областями.

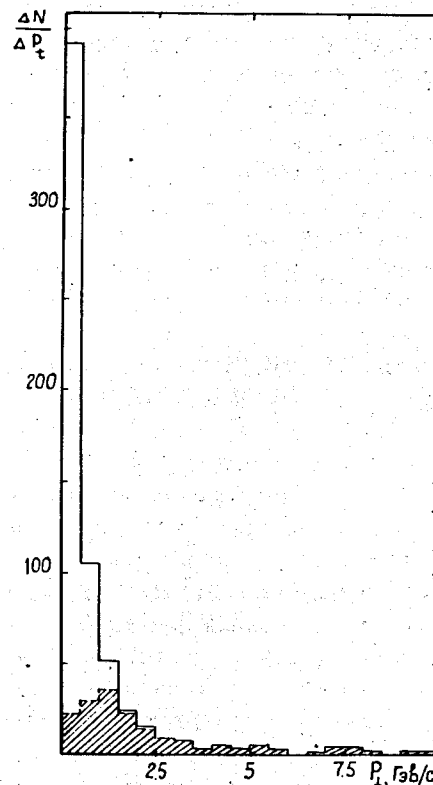


Рис. 5. Распределение π^- -мезонов по поперечному импульсу в кумулятивных событиях. Заштрихованная область относится к кумулятивным π^- -мезонам.

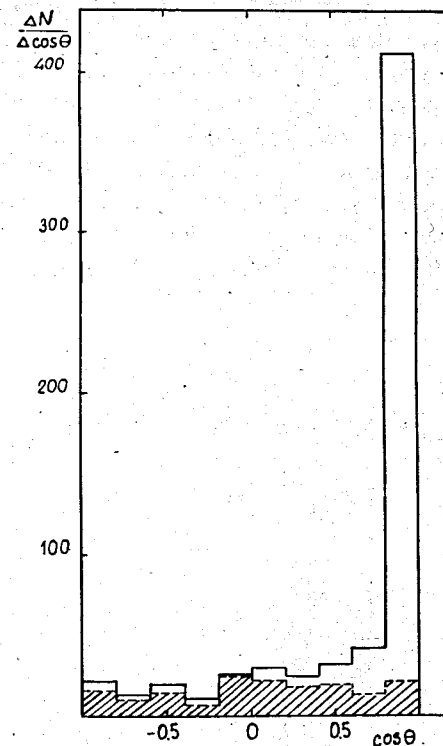


Рис. 6. Распределение π^- -мезонов по косинусу угла вылета в кумулятивных событиях. Заштрихованная область относится к кумулятивным π^- -мезонам.

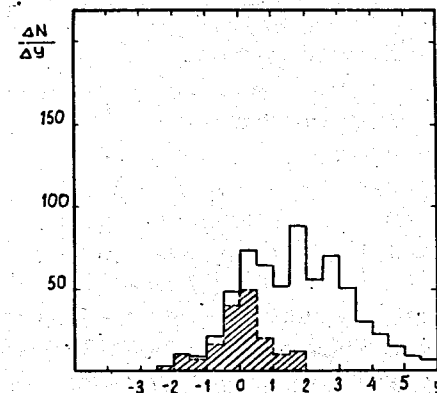


Рис. 7. Распределение π^- -мезонов по скорости в кумулятивных событиях. Заштрихованная область относится к кумулятивным π^- -мезонам.

Из рис. 4 видно, что импульсные спектры кумулятивных и некумулятивных частиц в области $p > 1$ ГэВ/с подобны и что импульсы кумулятивных частиц доходят до 20 ГэВ/с. Распределение по поперечному импульсу (рис. 5) показывает, что кумулятивные частицы обладают значительно большими поперечными импульсами, чем некумулятивные. Кумулятивные π^- -мезоны вылетают практически изотропно, в то время как некумулятивные вылетают преимущественно вперед (рис. 6). Быстрые распределения π^- -мезонов (рис. 7) показывают, что кумулятивные частицы образуются в области фрагментации ядра-мишени ($\langle y \rangle \sim 0$).

"ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА" КУМУЛЯТИВНЫХ π^- -МЕЗОНОВ

Как известно, зависимость инвариантного дифференциального сечения рождения вторичных частиц от их кинетической энергии T или от поперечной энергии $E_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$ описывается экспоненциальной функцией:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = A \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) = B \exp\left(-\frac{E_t}{T_{0t}}\right) \quad (10)$$

При этом параметр T_0 , или T_{0t} , обычно называют "эффективной температурой" вторичных частиц. В ряде теоретических работ ¹¹⁻¹⁵ было показано, что при $T_0 \approx 200$ МэВ возможен фазовый переход ядерной материи из адронной фазы в кварк-глюонную. В работах ^{1,16} нами было показано, что для π^- -мезонов с $p_k > 0,35$, образованных в dC-, HeC- и CC-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон падающего ядра, $T_0 \approx 230 - 240$ МэВ, а для π^- -мезонов с $p_k > 0,5$, образованных

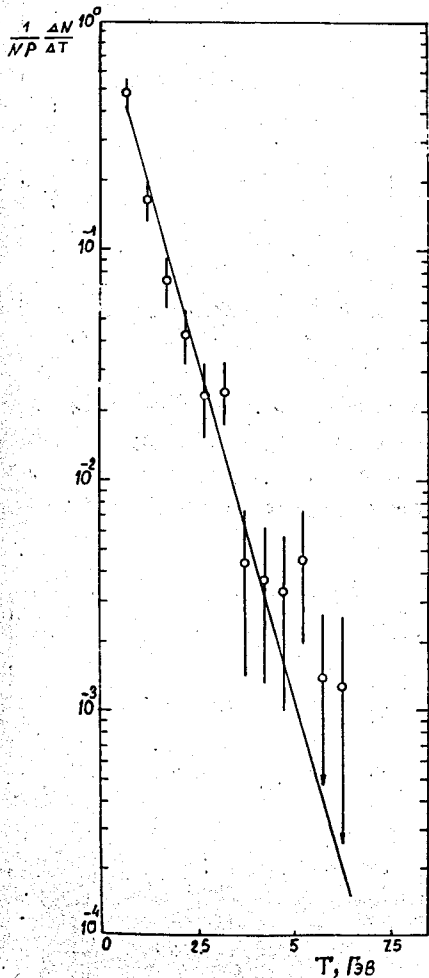


Рис. 8. Распределение кумулятивных π^- -мезонов по кинетической энергии. Прямая линия — аппроксимация формулой (10).

Рис. 9. Распределение кумулятивных π^- -мезонов по поперечной энергии. Прямая линия — аппроксимация формулой (10).

в π^- С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с, $T_0 \approx 280 - 290$ МэВ.

На рис. 8 и 9 приведены зависимости инвариантных дифференциальных сечений рождения кумулятивных π^- -мезонов ($p_k > 1$) в π^- С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с от кинетической и поперечной энергии соответственно. Видно, что эти распределения хорошо описываются экспоненциальной зависимостью, причем параметры наклона этих распределений одинаковы: $T_0 = (719 \pm 57)$ МэВ ($\chi^2/\nu = 1,2$), $T_{0t} = (755 \pm 56)$ МэВ ($\chi^2/\nu = 1,5$). Отметим, что в отличие от других экспериментов по кумулятивному рождению ^{2-7,9}, проведенных при первичных импульсах ≤ 10 ГэВ/с, наши данные, во-первых, получены при более высоком первичном импульсе (40 ГэВ/с), во-вторых, проинтегрированы по угловой переменной и, в-третьих, относятся в основном к ранее не изученному диапазону больших импульсов вторичных кумулятивных частиц. Эти факторы играют, по-видимому, существенную роль в появлении таких больших значений "эффективной температуры".

В табл. 3 приведена зависимость параметра T_{0t} от кумулятивного числа p_k . В интервале $p_k < 0,3$, где подавляющую часть составляют некумулятивные частицы, распределение по E_t можно было описать только двумя экспонентами. В других интервалах распределения описывались одной экспонентой с параметром $T_{0t} > 200$ МэВ. Самое большое значение параметра T_{0t} получилось для заведомо кумулятивных частиц с $p_k > 1$. Возможно, более низкие значения T_{0t} для других интервалов объясняются примесью некумулятивных π^- -мезонов.

Следует отметить, что, несмотря на то, что кумулятивные π^- -мезоны в среднем покоятся в лабораторной системе координат ($\langle y \rangle \approx 0$)

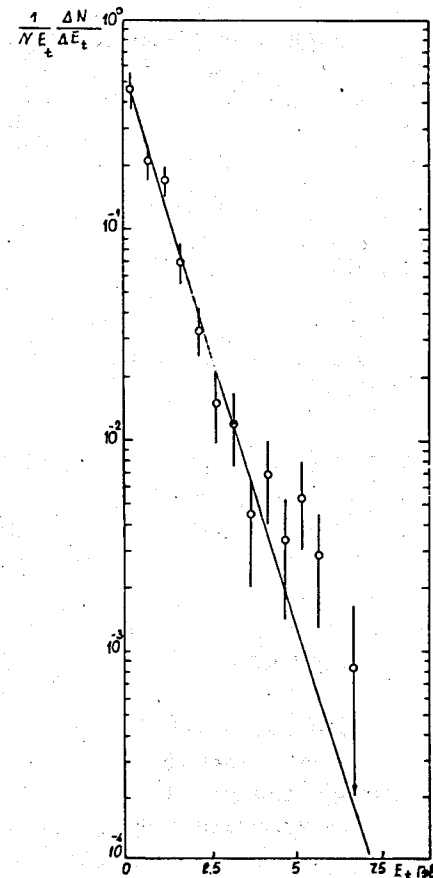


Таблица 3. Зависимость "эффективной температуры" π^- -мезонов от n_k

n_k	N_{π^-}	$T_{0t}^{(1)}$, ГэВ	$T_{0t}^{(2)}$, ГэВ	χ^2/n
< 0,3	66186	$0,145 \pm 0,002$	$0,285 \pm 0,011$	2,7
0,3-0,5	2208	$0,243 \pm 0,004$		2,9
0,5-0,7	573	$0,270 \pm 0,008$		1,8
0,7-1,0	222	$0,362 \pm 0,021$		0,7
> 1,0	162	$0,755 \pm 0,056$		1,4

и вылетают почти изотропно, параметр T_{0t} получается различным для вперед и назад вылетающих частиц. Так, для π^- -мезонов с $n_k > 0,5$, вылетающих вперед, $T_{0t} = (378 \pm 24)$ МэВ, а для вылетающих назад $T_{0t} = (215 \pm 25)$ МэВ, однако в обоих случаях $T_{0t} > 200$ МэВ.

ВЫВОДЫ

Наблюдаемый излом в инклюзивном распределении π^- -мезонов по кумулятивному числу n_k является серьезным указанием на различный механизм образования обычных и кумулятивных частиц.

Полученные для кумулятивных π^- -мезонов большое среднее значение поперечных импульсов $\langle p_t \rangle = (2,25 \pm 0,17)$ ГэВ/с, практически изотропное распределение по углу вылета, большое значение параметра T_0 , значительно превосходящее теоретическую оценку для критической температуры фазового перехода, возможно, являются указанием на существование кварк-глюонной плазмы в локальной области образования кумулятивных частиц.

Авторы выражают глубокую благодарность коллективу Сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой камере ОИЯИ за предоставление экспериментального материала и многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баатар Ц. и др. — ОИЯИ, P1-89-424, Дубна, 1989.
2. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1974, 20, с.1201.
3. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949.

4. Schreoder L.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.1787.
5. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ, 1-82-28, Дубна, 1982.
6. Baldin A.M. et al. — JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
7. Баатар Ц. и др. — ЯФ, 1982, 36, с.431.
8. Nikiforov N.A. et al. — Phys. Rev. C, 1980, v.22, p.700.
9. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1987, 46, с.1473.
10. Бацкович С. и др. — ОИЯИ, P2-10646, Дубна, 1977.
11. Polyakov A.M. — Phys. Lett. B, 1975, 59, p.82.
12. Polyakov A.M. — Phys. Lett. B, 1978, 72, p.477.
13. Горенштейн И.М., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. — Адронная материя в экстремальных условиях. Киев: Наукова думка, 1986, с.5.
14. Могилевский О.А. — В сб.: VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, с.227.
15. Gavai R.V., Sats N. — Phys. Lett. B, 1984, 145, p.248.
16. Баатар Ц. и др. — ОИЯИ, P1-9026, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1990 года.