

11620

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



11620

P2 - 11620

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

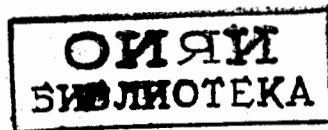
НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ГЛЮОННОГО ВЕЩЕСТВА  
И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ

1978

P2 - 11620

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ГЛЮОННОГО ВЕЩЕСТВА  
И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ



Направлено в "Acta Physica Austriaca"

Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л.

P2 - 11620

Некоторые свойства глюонного вещества и множественное рождение адронов

На основе анализа общих характеристик множественного рождения адронов в  $pp$ -столкновениях определено время адронизации глюонного вещества  $\tau_h = 4 \cdot 10^{-24}$  с. Показано, что при энергиях  $\leq 200+300$  ГэВ процесс можно рассматривать как образование и термодинамический распад одного равновесного кластера. Переход к двухкластерному режиму занимает порядок в шкале энергий ( $\sim 300$  ГэВ - 3 ТэВ). Сделана оценка критической точки для адронного вещества. При плотности энергии  $\geq 0,9$  ГэВ  $\text{фм}^{-3}$  и температуре  $\geq 0,17$  ГэВ оно находится в кварк-глюонной фазе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. P2 - 11620

On Properties of Gluon Matter and Multi-Hadron Production .

From the analysis of general properties of the multi-hadron production in  $pp$ -collisions we have calculated the time of hadronization of the gluon matter:  $\tau_h \sim 4 \cdot 10^{-24}$  s. It is shown that at energies  $\leq 200-300$  GeV the process can be treated as a formation and thermodynamical decay of one equilibrium cluster. The range of transition on the two-cluster regime extends (in energy scale) from  $\sim 300$  GeV to 3 TeV. The critical point for hadron matter is estimated. At an energy density  $\geq 0.9$  GeV  $\text{fm}^{-3}$  and temperature  $\geq 0.17$  GeV it is in the quark-gluon phase.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сопоставление феноменологической модели адрон-ядерных взаимодействий  $^{1-3/}$  с кварк-глюонной моделью строения адрона /КГМ/ $^{4/}$  показало $^{5/}$ , что эта структурная модель предоставляет интересные возможности для интерпретации множественных процессов в веществе. С другой стороны, такое сопоставление полезно для дополнительной проверки КГМ, уточнения или определения ее параметров и предположений. В частности, в работе $^{5/}$  была сделана оценка доли импульса, приходящейся на глюонное поле в протоне, в  $\pi$ - и  $K$ -мезонах, получены аргументы в пользу малости сечения взаимодействия кварков, лишенных глюонного поля, с адронами, а также безмассовости глюонов.

В настоящей работе мы продолжим анализ проявлений кварк-глюонной структуры адронов и свойств сильно-возбужденного состояния глюонного вещества, опираясь главным образом на данные по множественному рождению в  $pp$ -столкновениях.

При этом мы ограничимся рассмотрением недифракционных процессов.

В рамках КГМ процесс множественного рождения в  $pp$ -взаимодействии выглядит следующим образом. Кварковые ядра сталкивающихся нуклонов вследствие их относительно слабой связи с глюонными полями пролетают, практически не взаимодействуя и не изменяя своего импульса. В дальнейшем они образуют "лидирующую" частицу и ее сопровождение. Глюонные поля, интенсивно взаимодействуя, порождают единую возбужденную систему - кластер. Подавляющее большинство вновь рожденных частиц образуется при его распаде.

В задачу работы не входит детальное исследование свойств кластера во всем их многообразии. Мы попытаемся рассмотреть лишь некоторые, самые общие закономерности сильновозбужденного глюонного вещества, опираясь на средние характеристики множественного рождения в pp-столкновении.

В разделе 2 мы рассматриваем предполагаемые свойства возбужденного глюонного вещества и вытекающие из них следствия. В разделе 3 эти следствия сопоставляются с экспериментом. Раздел 4 посвящен обсуждению качественных изменений процесса формирования и развития глюонного кластера при переходе к очень высоким энергиям. В заключении обсуждаются результаты работы.

## 2. О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОМ РАЗВИТИИ ВОЗБУЖДЕННОГО СГУСТКА ГЛЮОННОГО ВЕЩЕСТВА

Прежде всего примем во внимание результаты анализа адрон-ядерных взаимодействий<sup>/3,5/</sup>, в соответствии с которыми будем считать, что

- вплоть до энергий  $E_L \approx 200-300 \text{ ГэВ}$  в pp-столкновениях для объяснения основных закономерностей процесса достаточно рассматривать один кластер;

- расширение кластера происходит с околосветовой скоростью.

Глюонное вещество, оказавшись в свободном состоянии в результате отрыва кваркового ядра, является абсолютно нестабильным. Время, необходимое для восстановления кварковой компоненты, т.е. время адронизации системы  $\tau_h$ , определяется константой кварк-глюонного взаимодействия. За это время радиус области, занимаемой глюонным веществом /его начальное значение  $r_0 \approx 1,2 \text{ Фм}^{3/4}$ /, достигает величины

$$R \approx r_0 + c\tau_h. \quad /1/$$

В обсуждаемых условиях не видно причин, согласно которым величина  $R$  должна была бы заметно зависеть

от энергии столкновения. Тем не менее сформулируем

**Предположение 1** /П1/

Объем  $V_h$  области, занимаемой глюонным веществом в момент адронизации, т.е. распадный объем кластера, постоянен.

Далее, в процессе адронизации глюонный кластер представляет собой систему со многими степенями свободы и с сильным взаимодействием. Обилие степеней свободы, а также утрата части информации о деталях развития системы /динамическое описание в настоящее время невозможно/ позволяют использовать термодинамику, в основу которой положено планковское распределение. Поэтому используем

**Предположение 2** /П2/

Распределение частиц, рожденных в процессе адронизации, определяется законом для "черного" излучения.

Подобное предположение применялось уже неоднократно в феноменологических моделях /см., напр., /6,7/.

В соответствии с /П2/ имеют место соотношения:

$$W_\pi = \frac{3}{2\pi^2} \frac{V_h}{(hc)^3} T^4 \Phi_B \left( \frac{\mu_\pi}{T} \right), \quad /2/$$

$$n_\pi = \frac{3}{2\pi^2} \frac{V_h}{(hc)^3} T^3 F_B \left( \frac{\mu_\pi}{T} \right), \quad /3/$$

а спектр частиц описывается формулой Планка. В /2/, /3/  $W$  - внутренняя энергия системы,  $n_\pi$  - число  $\pi$ -мезонов, образующихся при ее распаде,  $V_h = \frac{4\pi}{3} R^3$ ,  $T$  - температура распада.

$$\Phi_B(z) = z^4 \int_0^\infty \frac{x^2 \sqrt{1+x^2} dx}{\exp[z\sqrt{1+x^2}] - 1}, \quad /4/$$

$$F_B(z) = z^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp[z\sqrt{1+x^2}] - 1}, \quad x = \frac{|\vec{p}|}{\mu_\pi}, \quad z = \frac{\mu_\pi}{T}. \quad /5/$$

При  $T$  вблизи  $\mu_\pi$  функции /4/, /5/ допускают весьма точную аппроксимацию / -1% /:

$$\Phi_B(z) \approx Az^\nu, \quad A = 5,76, \quad \nu = -0,188, \quad /6/$$

$$F_B(z) \approx Bz^\mu, \quad B = 1,77, \quad \mu = -0,43, \quad /7/$$

$$\eta(z) \approx z^{-1} \Phi_B(z) F_B^{-1}(z) = AB^{-1} z^{\nu-\mu-1} = 3,25 z^{-0,758} \quad /8/$$

Сопоставление такой схемы с некоторыми известными термодинамическими моделями приведено в табл. 1.

Таблица 1  
При увеличении  $W$

	Модель Ферми	Модель Померанчука	Наша модель /П1+/П2/
$V$	уменьшается	растет	постоянен
$T$	растет	постоянна	растет

Схема /П1+/П2/ содержит два параметра. Один из них,  $\delta$ , определяет долю импульса налетающего адрона, принадлежащую глюонной компоненте:

$$\delta \approx W \cdot s^{-1/2}, \quad /9/$$

второй - объем адронизации  $V_h$ .

Приближенно их величина заранее известна. Анализ множественного рождения на ядрах дает /5/:

$$\delta \approx 0,28 \pm 0,08. \quad /10/$$

Можно оценить и  $V_h$ . Время, необходимое для образования  $\pi$ -мезона,

$$\Delta\tau \approx \frac{h}{\mu_\pi} \approx 4,5 \cdot 10^{-24} \text{ с}. \quad /11/$$

Тогда

$$V_h \approx \frac{4\pi}{3} (r_0 + \frac{ch}{\mu_\pi})^3 \approx 70 \Phi_M^3. \quad /12/$$

Однако поскольку точность этих оценок невелика, мы установили их значения, потребовав, чтобы в середине ускорительного интервала  $/E_L \approx 100 \text{ ГэВ}/$  такая схема давала правильное значение средней множественности и среднего поперечного импульса  $\pi$ -мезонов. Отсюда следует, что:

$$\delta \approx 0,266; \quad V_h \approx 56 \Phi_M^3, \quad \phi \quad /13/$$

а время адронизации

$$\tau_h \approx [(\frac{3}{4\pi} V_h)^{1/3} - r_0] c^{-1} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ с}. \quad /14/$$

Как видно, результаты /13/, /14/ хорошо согласуются с оценками /10/-/12/.

### 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛИ /П1+/П2/ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

#### А. Зависимость $\langle p_\perp \rangle$ от $E_L$

Обычно отмечают медленный рост  $\langle p_\perp \rangle$  с увеличением  $E_L$  /8/. В нашей схеме он вызван ростом температуры распада  $T(E_L)$ . Действительно, с помощью /2/, /6/ и /13/ находим:

$$T \approx 0,144 \cdot W^{0,239}. \quad /15/$$

Подставляя /15/ в выражение для распределения по  $p_\perp$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{3}{2\pi^2} \frac{V_h}{(hc)^3} T^3 \int_0^\infty dy [\exp(z\sqrt{1+x^2+y^2}-1)]^{-1} \quad /16/$$

/здесь  $x = p_\perp / \mu_\pi$ ;  $y = p_{||} / \mu_\pi$  / , после усреднения находим зависимость  $\langle p_\perp \rangle$  от энергии - рис. 1. Соответствие с экспериментом /8,9/ хорошее. Исключение составляют лишь энергии  $\geq 300 \text{ ГэВ}$ . Причина этого

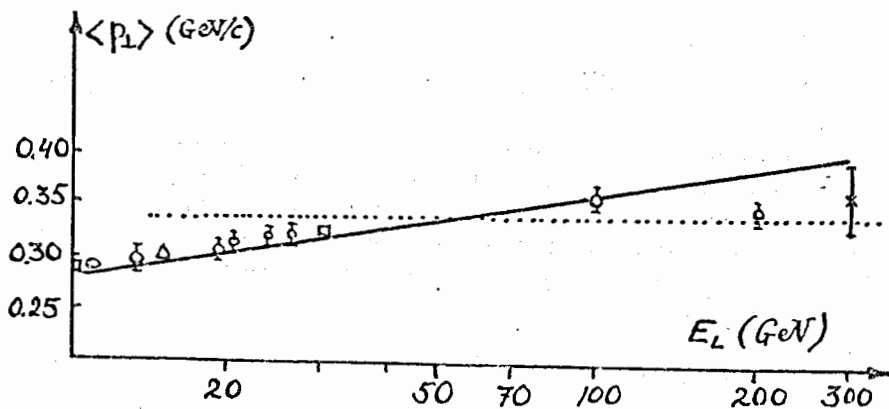


Рис. 1. Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $E_L$ .

будет рассмотрена в разделе 4. На рис. 1 дано также значение  $\langle p_{\perp} \rangle$  при  $T = 0,97 \mu_{\pi}$  /пунктир/, соответствующее модели Померанчука /6/.

### Б. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от $E_L$

Из формул /3/ и /7/ получим выражение для  $\langle n_{ch} \rangle$ :

$$\langle n_{ch} \rangle = \frac{B}{\pi^2} \frac{V_h}{(ch)^3} T^{3-\mu} \mu_{\pi}^{\mu} = 2,93 \cdot 10^3 T^{3,43}. \quad /17/$$

На рис. 2 проведено сравнение расчета по модели с экспериментальными данными. Сплошная кривая - расчет, точки - экспериментальные данные для  $\langle n_{ch} \rangle / 10$  с учетом поправки на среднее число сохранившихся заряженных частиц внекластерного происхождения /т.е.  $\langle n_{ch} \rangle = 1,4$  /. Пунктир - расчет по модели Померанчука с нормировкой на значение  $\langle n_{ch} \rangle$  при  $E_L = 19$  ГэВ.

### В. Качественный состав рожденных адронов

Несмотря на то, что связь между энергией и энтропией системы в нашей модели отличается от аналогич-

ной связи в модели Померанчука, можно показать, что в первом приближении соотношение, позволяющее оценить качественный состав рожденных частиц, остается прежним /11/. Именно, число рожденных пар  $q\bar{q}$  /при  $m_q \gg \mu_{\pi}$  / равно:

$$n_{q\bar{q}} = g_{q\bar{q}} \left( \frac{V_h T^3}{(hc)(2\pi)^{3/2}} \right)^2 \left( \frac{m_q}{T} \right)^3 \exp\left(-\frac{2m_q}{T}\right). \quad /18/$$

Результаты для К-мезонов и антипротонов в зависимости от энергии даны на рис. 3 - сплошная кривая /пунктир - расчет по модели Померанчука при  $T = 0,96 \mu_{\pi}$  /. Соответствие обсуждаемой модели эксперименту в целом значительно лучше, чем модели Померанчука.

Таким образом, рассмотренная схема удовлетворительно описывает эксперимент при  $E_L \leq 200-300$  ГэВ, т.е. в области, для которой согласно результатам анализа h-A взаимодействий справедлив однокластерный подход.

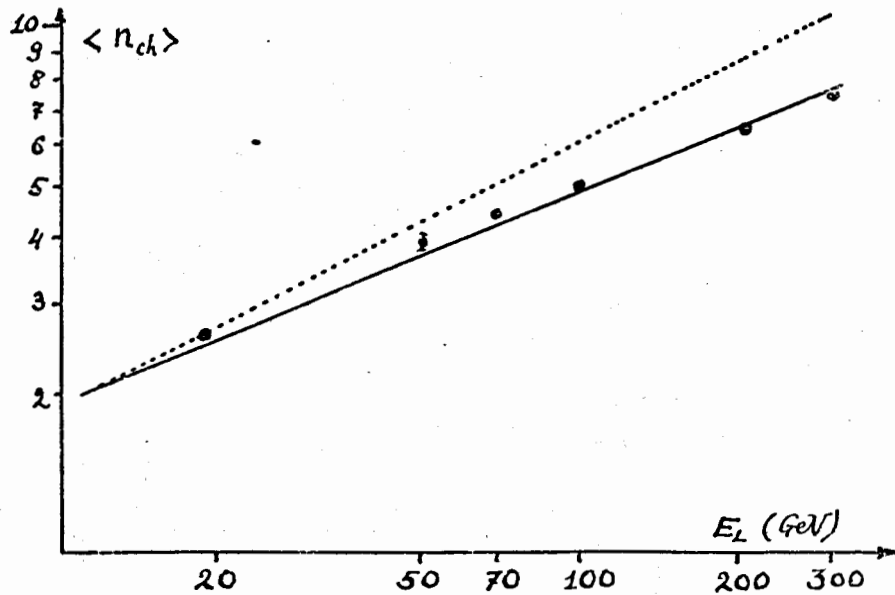


Рис. 2. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle - 1,4$  от  $E_L$ .

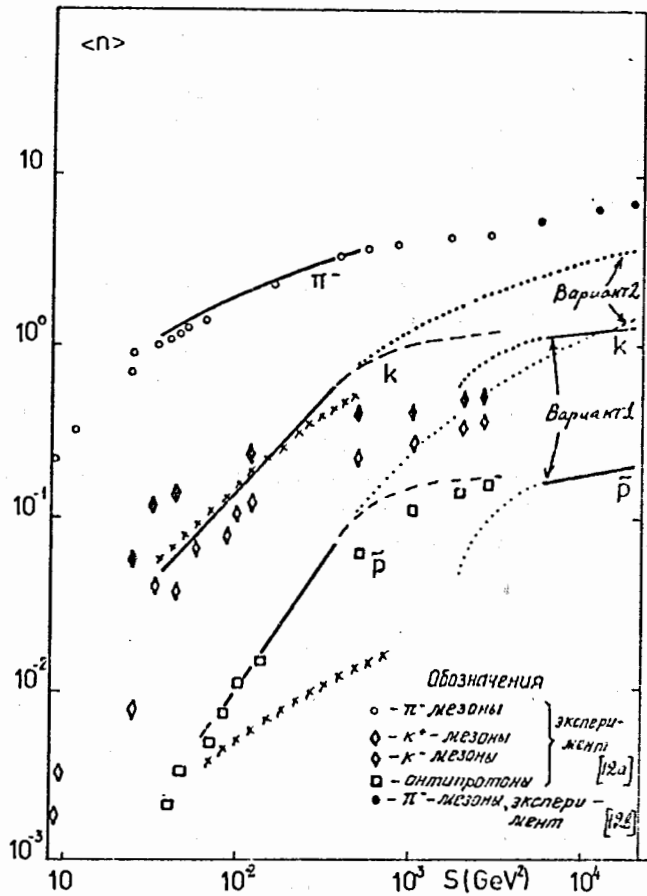


Рис. 3. Зависимость  $\langle n_{K^\pm} \rangle$ ,  $\langle n_{\bar{p}} \rangle$  от  $E_L$ .

#### 4. ПЕРЕХОД К БОЛЕЕ ВЫСОКИМ ЭНЕРГИЯМ

Как видно из рис. 3, при  $E_L \approx 200-300 \text{ ГэВ}$  результаты модели начинают расходиться с экспериментом. И это вполне естественно. Действительно, поскольку взаимодействие глюонных компонент адронов конечно, то с ростом энергии столкновения должен наступить

такой момент, когда эти компоненты, вошедшие в состав кластера, не в состоянии затормозить друг друга и наследуют часть своего первоначального поступательного движения. С увеличением первичной энергии доля внутренней энергии кластера, приходящаяся на такое коллективное движение, возрастает. Однако, распадаясь, кластер в момент адронизации все еще является единой системой. При дальнейшем увеличении энергии следует ожидать, что взаимного торможения глюонных компонент окажется недостаточно уже и для того, чтобы в момент распада кластер был единой системой, т.е. возникает ситуация с двумя кластерами.

Чтобы получить представление о возможном характере перехода от однокластерной к двухкластерной ситуации, рассмотрим два варианта перехода части энергии столкновения глюонных компонент адрона в коллективную степень свободы.

**Вариант 1.** Образуются два кластера. Каждый распадается на  $[\langle n_{ch} \rangle - 1.4]/2$  заряженных мезонов. Это число извлекается из эксперимента. Тогда, используя /2/, /3/, а также /6/, /7/, можно определить массу кластера  $W$ . Это позволяет также вычислить коллективную энергию:

$$E_{coll} \approx \delta \cdot s^{1/2} - 2W. \quad /19/$$

Зная  $W$ , определяем  $T$  и далее - качественный состав рожденных частиц. На рис. 3 дан выход  $K$ -мезонов и антипротонов в интервале  $3 \text{ ТэВ} \leq E_L \leq 10 \text{ ТэВ}$ . При  $1 \text{ ТэВ} \leq E_L \leq 3 \text{ ТэВ}$  кривые представлены пунктиром. В этой области они резко противоречат наблюдениям.

Следовательно, приблизительно независимый распад двух кластеров происходит при  $E_L \geq 3 \text{ ТэВ}$ . При  $1 \text{ ТэВ} \leq E_L \leq 3 \text{ ТэВ}$  выделить два кластера нельзя - распад на реальные частицы происходит из общего объема. Это и понятно, так как  $E_{coll} \approx W$  и кластеры не успевают выделиться.

**Вариант 2.** Образующаяся система едина вплоть до момента своего распада, а ее объем такой же, как и при

более низких энергиях. При этом часть внутренней энергии уходит на коллективное движение. Вычисления проводились так же, как и в варианте 1. На рис. 3 они представлены для этого случая. Плавно сшиваясь с данными при  $E_L = 200 \text{ ГэВ}$ , кривые слишком резко устремляются к большим значениям, противореча наблюдаемой тенденции.

Таким образом, реальная ситуация в переходной области энергий должна быть промежуточной между двумя рассмотренными вариантами.

Предварительно заметим, что на концах интервала  $200 \text{ ГэВ} \leq E_L \leq 3 \text{ ТэВ}$  имеем:

- распадный объем изменяется от  $V_h$  до  $2V_h$  и
- распадная температура как при  $E = 200 \text{ ГэВ}$ , так и при  $E = 3 \text{ ТэВ}$  приблизительно одна и та же:  $T \approx 0,17 \text{ ГэВ}$ .

Поэтому полагаем, что в указанной области температура постоянна, а объем увеличиваем таким образом, чтобы обеспечить правильную зависимость  $\langle n_{ch} \rangle$  от  $E_L$ . Затем по заданным  $T$  и  $V$  определяется качественный состав рожденных адронов /К-мезонов и антипротонов/. Результаты представлены на рис. 3 штриховыми линиями, продолжающими решение для одного кластера /при  $E_L = 300 \text{ ГэВ}$ /. Видно, что полученное решение стремится к двухкластерному варианту.

Из представленного рассмотрения следуют интересные выводы.

а/ Переходный режим растянут в большом энергетическом интервале:  $200 + 300 \text{ ГэВ} \leq E_L \leq 3 \text{ ТэВ}$ .

б/ Непосредственные оценки, основанные на полученных результатах, показывают, что при температурах  $T$  и плотностях энергии  $\epsilon$

$$T > T_h \approx 0,17 \text{ ГэВ} \quad /20/$$

и

$$\epsilon > \epsilon_h \approx W/V_h \approx 0,9 \text{ ГэВ Фм}^{-3} \quad /21/$$

вещество существует /в среднем/ в кварк-глюонной фазе, которая в точке  $(T_h, \epsilon_h)$  переходит в адронную

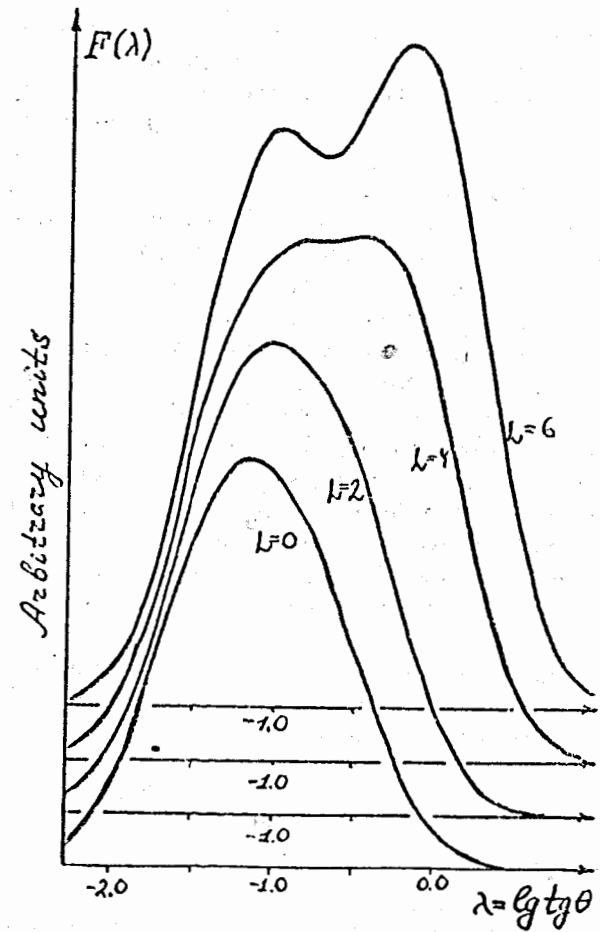


Рис. 4. Распределение по  $\lambda = \lg \operatorname{tg} \theta$  при разных пробегах  $L$  кластера в ядерном веществе.

фазу. Отметим при этом, что значение  $T_h$  в /20/ практически совпадает со значением /см., напр., /13/, полученным ранее на основе анализа спектров вторичных частиц.

В заключение обратим внимание на еще одно важное обстоятельство, связанное с проявлением коллективной моды движения в кластере. При прохождении кластера в ядре его части, движущиеся с разными скоростями,



будут взаимодействовать со средой по-разному. Это обусловлено прежде всего разными темпами роста поперечных размеров частей кластера, замедленными на соответствующий лоренц-фактор  $\gamma_{1,2}$ . Если принять во внимание партонные соображения, то различие в сечениях взаимодействия кластер-нуклонного взаимодействия для обоих кластеров еще больше возрастет: на фактор  $\gamma_1/\gamma_2$ . Был проведен методический расчет движения в ядре такого кластера на основе системы уравнений, предложенной нами раньше /1-5/. Результаты расчета распределений по  $\lambda = \lg \lg \theta$  для различных пробегов в ядре кластера, образованного  $\pi$ -мезоном / $E_\pi = 200$  ГэВ/, для пробегов  $\bar{L} = 0, 2, 4$  и  $6$  Фм приведены на рис. 4. /Энергия коллективного движения при  $L=0$  оценивалась в соответствии с промежуточным вариантом, описанным выше/. Видно, что возникает бимодальность в распределении по  $\lambda$ , практически незаметная при  $L=0$ .

Итак, среда "усиливает" коллективное движение в кластере и может стать важным инструментом его исследования.

Представляет интерес провести детальное сравнение с экспериментом /4/, в котором, вероятно, находит свое выражение подобное развитие процесса.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволяет сделать ряд выводов. Укажем лишь на наиболее важные, по нашему мнению, результаты.

1. Адронизация сорванного глюонного вещества происходит за время  $\tau_h \approx 4 \cdot 10^{-24}$  с. Постоянство  $\tau_h$ , а следовательно и  $V_h$ , для глюонных кластеров, образующихся в pp-столкновениях при энергиях  $E_L = 20-200$  ГэВ, обеспечивает правильную зависимость от  $E_L$ , средней множественности рожденных частиц, среднего поперечного импульса и качественного состава в рамках одно-кластерной модели.

2. Естественно ожидать, что время адронизации кварковой компоненты также равно  $\tau_h$ , так как определяется той же константой кварк-глюонного взаимодействия. Следовательно, длина адронизации /"одевания"/ лидирующей частицы

$$L_h \approx c \tau_h \gamma_{\text{лид.}} \approx 1,2 \gamma_{\text{лид.}} (\text{Фм}). \quad /22/$$

Следовательно, при  $\gamma_{\text{лид.}} > 10$  длина  $L_h$  превышает диаметр тяжелых ядер. Это подтверждает справедливость принятой нами ранее гипотезы /1-3/ о том, что сечение взаимодействия лидирующей системы с нуклонами ядра  $\sigma_{L,N}$  значительно меньше "нормального" значения, т.е.

$$\sigma_{L,N} < \sigma_{NN}^{\text{ин}} \quad (\sigma_{L,N} \approx \frac{1}{4} \sigma_{NN}^{\text{ин}}).$$

Разумеется, при отборе событий с большим пробегом лидирующей системы ее взаимодействие должно увеличиваться и приближаться к нормальному.

Например, при "центральном" pA-взаимодействии и пробеге  $2\bar{R}_{Em}$  среднюю величину сечения  $\bar{\sigma}_{L,N}$  грубо можно определить как

$$\bar{\sigma}_{L,N} \approx \sigma_{L,N} + \frac{(\sigma_{NN}^{\text{ин}} - \sigma_{L,N})}{L_h} \cdot 2\bar{R}_{Em} \quad /23/$$

/при  $2\bar{R} < L_h$ /. При  $E_p^{\text{ин}} = 70$  ГэВ и энергии возбуждения лидирующей системы  $= 0,5$  ГэВ имеем  $\gamma_{\text{лид.}} \approx 42$ . Тогда, используя /22/ и полагая  $\bar{R}_{Em} = 5$  Фм, получаем:

$$\bar{\sigma}_{L,N} \approx 0,43 \sigma_{NN}^{\text{ин}}. \quad /24/$$

Эта величина не противоречит данным работы /15/. Очевидно, однако, что оценки в /15/ и /24/ весьма грубы. Поэтому необходимо дальнейшее, более точное исследование этого эффекта.

3. Способность к взаимному торможению глюонных компонент нуклонов ограничена и определяется конечностью константы связи. При энергиях столкновения 200-300 ГэВ проявляются первые признаки неполного

торможения. Совершенно ясно, что наш анализ этого явления при очень больших энергиях является весьма приближенным. Однако он достаточно определенно показывает, что переход к ситуации, когда процесс можно описывать как независимый распад двух кластеров, охватывает в шкале энергий огромный интервал - порядка 300 ГэВ ÷ 3 ТэВ. Поэтому предпринимаемые в некоторых моделях попытки описать процесс как образование и распад цепочки кластеров уже при энергиях 70-200 ГэВ трудно обосновать.

Авторы признательны сотрудникам Лаборатории теоретической физики, принимавшим участие в обсуждении результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с.628.
2. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Труды IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975. ОИЯИ, Д1,2-9224, Дубна, 1975; ОИЯИ, E2-9137, Дубна, 1975.
3. Kalinkin B.N. e.a. Preprint HEPI 55-77, Alma-Ata, 1977.
4. Van Hove L. Acta Phys. Pol., 1976, B7, p.339.
5. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11380, Дубна, 1978.
6. Померанчук И.Я. Докл. АН СССР, 1951, 78, с.889.
7. Ландау Л.Д. Изв. АН СССР, сер. физ., 1953, 17, с.51; Биленький С.З., Ландау Л.Д. УФН, 1955, 56, с.309.
8. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Теория множественных процессов. Атомиздат, М., 1976.
9. Ferbel T. The Vth Int. Symp. on Many Particle Hydrodynamics, June 4-10, 1974, EISENACH and LEIPZIG, GDR; Morrison D. Proc. 4 Int. Conf. on High Energy Collisions, Oxford, 1972, p.253.
10. Koba Z. JINR, E2-6918, Dubna, 1973.
11. Сисакян И.Н., Фейнберг Е.Л., Чернавский Д.С. Труды ФИАН, 1972, 57, с.164.
12. а) Antinucci M. e.a. Lett. Nuovo Cim., 1973, vol. 6, N-4, p.121; б) Ferbel T. Proc. of III Int. Colloquium on Multiparticle Reactions, Zakopane, June, 1972.

13. Hagedorn R. Nuovo Cim. Suppl., 1968, vol. VI, N2, p.311.
14. Alma-Ata - Gatchina - Moscow- Tashkent Collaboration. P.N. Lebedev Physical Inst. Preprint N77, Moscow, 1977.
15. Bannik B.P. e.a. Zeitschrift für Phys., 1978, A284, p.283.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 мая 1978 года.