

7870

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 343 а

К-172

Экз. чит. зала

P2 - 7870

2686/1-74

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

ГИПОТЕЗА

ОБ ОБРАЗОВАНИИ АДРОННЫХ КЛАСТЕРОВ
И ДАННЫЕ О МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1974

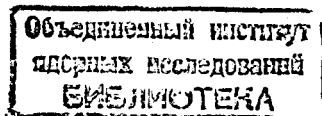
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7870

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

ГИПОТЕЗА
ОБ ОБРАЗОВАНИИ АДРОННЫХ КЛАСТЕРОВ
И ДАННЫЕ О МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Направлено в ЯФ



1. Введение

Динамика процесса множественной генерации адронов чрезвычайно сложна. Ее интерпретация затруднена отсутствием последовательной теории сильного взаимодействия, а также существенной многочастичностью акта рождения. Поэтому исследование этого очень важного и интересного явления развивалось до настоящего времени по пути формулировки различных моделей.

Эти модели можно грубо разбить на два класса^{/1/}. Первый включает модели, описывающие множественную генерацию как процесс, происходящий в одну стадию, в результате которой рождающиеся адроны возникают мгновенно /например, Bremsstrahlung - модель^{/2/}/. Второй класс содержит модели, согласно которым множественная генерация протекает в две стадии. На первой стадии в результате столкновения первичных частиц возникает сильновозбужденная адронная система, которую чаще всего называют кластером /следует заметить, что нет единого определения этого объекта - разные авторы вкладывают в это понятие различный смысл^{/3,4,5/}. Вторая стадия - распад этой системы на частицы, т.е. собственно множественное рождение. В большей части моделей эта стадия описывается как статистический процесс.

В итоге возникла ситуация, требующая тщательного анализа, цель которого должна заключаться в отборе реалистических моделей, удовлетворяющих наибольшему объему информации о множественном рождении. Провести такую программу, ограничившись данными, полученными бомбардировкой водородных мишеней, трудно, так как

В этом случае мы имеем дело с конечным результатом акта взаимодействия. Модели же описывают различным образом процесс именно в его начальной фазе, т.е. на пространственно-временных интервалах порядка ядерного.

Отсюда немедленно следует, что хорошим дискриминатором различных схем процесса может служить ядерное вещество.

Уже первые попытки рассмотреть множественную генерацию под таким углом зрения привели к интересным заключениям /1/. Было показано, что модели, относящиеся к первому классу, сталкиваются с серьезными проблемами при объяснении данных о множественной генерации в ядерном веществе. Напротив, если процесс рассматривать не как мгновенный акт, но растянутый во времени /например, идущим через состояния типа "резонансов"/, то положение значительно улучшается. Тем самым было установлено, что двухстадийные модели обладают явным преимуществом.

Упомянутые результаты являются предварительными и грубыми. Совершенно необходимо провести анализ всей совокупности наиболее важных фактов на единой основе и попытаться получить определенные сведения о пространственно-временном развитии процесса.

А эти факты /их обсуждение приведено, например, в работах /1,6-10/, действительно, очень интересны.

1. Оказалось, что среднее значение коэффициента неупругости $\langle K \rangle$ для множественной генерации на водородной мишени и на сложных ядрах одно и то же /во всяком случае, отличие очень небольшое/.

2. Не менее удивительным фактом является приближенная инвариантность $\langle r_{\perp} \rangle$ - среднего значения поперечного импульса рожденных частиц по отношению к ядерным размерам мишени.

3. Обнаружено, что отношение множественностей при разных но достаточно высоких энергиях приближенно не зависит от энергии, переданной ядру, и равно их отношению для процесса множественной генерации на водородной мишени при этих же энергиях.

4. Особое внимание привлекают данные обработки углового распределения рожденных на ядерной мишени

частиц при $E_p = 200$ ГэВ. Если выделить угловой интервал в переднем конусе, содержащий половину частиц, рожденных на водородной мишени, то оказывается, что в том же интервале в случае ядерной мишени содержится такое же число частиц независимо от величины энергии, переданной на возбуждение ядра.

5. Важным фактом является и установленное отсутствие зависимости от энергии /при $E_p \geq 100$ ГэВ/ отношения средних множественностей на ядрах и водородной мишени.

6. Наконец, необходимо упомянуть и еще об одном наблюдении: средняя множественность чрезвычайно слабо зависит от массового числа атомных ядер: $\langle n_s \rangle \sim A^a$, а порядка $0,15 \pm 0,06$ /10/.

Накоплены и другие факты. Однако, по нашему мнению, перечисленные достаточно полно характеризуют сложившуюся противоречивую с точки зрения обычных представлений ситуацию, найти выход из которой можно, приняв лишь нетривиальные гипотезы.

В предыдущей работе /11/ мы обсудили две гипотезы о характере пространственно-временного развития множественной генерации, которые рассматривались нами совместно. Кратко их суть состоит в следующем.

Лидирующая частица непосредственно вслед за актом глубоко неупругого столкновения, результатом которого и является множественное рождение, оказывается в состоянии /вообще говоря, возбужденном/, находясь в котором, она очень слабо взаимодействует с нуклонами ядерного вещества /12/. Следовательно, последнее является для нее практически "прозрачным". Такое состояние в литературе называют "голым", "обрубленным" /13/. Время восстановления собственного поля лидирующей частицы замедлено на γ -фактор Лоренца.

С другой стороны, родившаяся в этом акте система на первом этапе представляет собой сильновозбужденный сгусток адронного вещества, в котором из-за сильного взаимодействия нельзя выделить индивидуальные частицы. Эта система испытывает быстрое расширение вплоть до размеров порядка $\frac{h}{\mu c} \langle n_s \rangle^{1/3}$ / $\langle n_s \rangle$ - средняя множественность в элементарном акте/, когда становится

возможным ее распад на отдельные частицы, в основном π -мезоны /3/. На стадии расширения адронную систему следует рассматривать как единое целое.

Таким образом, эти гипотезы взаимно дополняют друг друга в описании пространственно-временной картины глубоконеупругого столкновения.

2. Движение кластера в ядерном веществе

Очевидно, их проверка должна заключаться в сопоставлении следствий с наблюдениями, о которых шла речь выше. Ясно также, что основная задача должна заключаться в описании движения кластера в ядерном веществе, поскольку предположение об "обрубленности" "лидирующей" частицы практически снимает вопрос о ее взаимодействии с ядерной средой. Поэтому в работе /11/ мы предложили метод, позволяющий эффективно описывать поведение кластера. Было показано, что его движение можно задать системой двух классических уравнений, которая в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{d\eta}{d\xi} = - \left[s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2, \quad /1a/$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = L \left(\sqrt{\kappa^2 + 2\eta \frac{mc^2}{E_0(0)} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)}} \right) \left[s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2, \quad /16/$$

причем

$$\eta(\xi) = \kappa(\xi) \gamma(\xi). \quad /2/$$

В /1a,б/ приняты обозначения: $\xi = (z - z_0) \sqrt[3]{\pi \rho \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)}}$,

$$s_0 = r_0 \sqrt[3]{\pi \rho \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)}}, \quad z_0 - \text{точка, в которой рождается}$$

кластер с массой /внутренней энергией/ $E_0(0)$, $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия нуклона отдачи, испытывавшего столкновение с кластером, ρ - плотность ядерного вещества, $r_0 \approx 1,2 \div 1,4 \Phi$ - радиус действия ядерных сил. Функции $\eta(\xi) = E(\xi)/E_0(0)$ и $\kappa(\xi) = E_0(\xi)/E_0(0)$ описывают зависимость соответственно полной энергии и массы кластера /в единицах его начальной массы/ от координаты.

Величина $L = \frac{E_0(0)}{\bar{\epsilon}} \left(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}^{K,N}} \right)$ пропорциональна параметру неупругости $\left(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}^{K,N}} \right)$ взаимодействия кластер-нуклон.

Первое уравнение /1a/ определяет уменьшение полной энергии движущегося и расширяющегося в среде кластера в результате передачи ее части нуклонам. Темп расширения замедлен на γ -фактор Лоренца. Второе уравнение /1б/ связывает рост массы кластера с параметром неупругости взаимодействия кластер-нуклон /подробную аргументацию см. в /11/ /. Начальными условиями для уравнений /1a,б/ являются:

$$\eta(0) = \gamma(0), \quad \kappa(0) = 1, \quad E_0(0). \quad /3/$$

Они определяются характером механизма образования кластера. В случае дифракционного механизма $\gamma_0 \approx \gamma_p$ - фактор первичной частицы $K_{NN} \ll 1$. При образовании пионизационного кластера $\gamma_0 \approx \gamma_{с.ц.и.}$, $K_{NN} \approx \langle K_{NN} \rangle$. Для кластера, образованного при $K_{NN} \approx 1$ /полная статсистема, включающая и начальные частицы/ $\gamma_0 \approx \gamma_{с.ц.и.}$. Случай, соответствующий усредненному по различным каналам результату практически совпадает с пионизационным вариантом: $K_{NN} \approx \langle K_{NN} \rangle$ и $\gamma_0 \approx \gamma_{с.ц.и.}$.

Анализ распределения g -частиц /нуклонов отдачи непосредственно испытывавших удар кластера/, а также корреляции между g - и s -частицами в экспериментах на фотозумльсии при $E_p = 22,5 \text{ ГэВ}$ /14/ позволил

установить значение параметров, определяющих взаимодействие кластер-нуклон:

$$\bar{\epsilon} = 0,13 \text{ ГэВ}, \quad (\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}})_{K,N} \approx 0,20 \pm 0,05, \quad /4/$$

т.е. они практически совпадают с известными из столкновений обычных адронов значениями. В дальнейшем будем считать эти параметры фиксированными.

Было показано, что учет расширения кластера необходим для правильного описания корреляции между числами g - и s -частиц. Кластерные модели, не предусматривающие расширительной стадии /например, модель Хагедорна /4/ /, не согласуются с экспериментом, так как не могут объяснить наличия передачи большой энергии ядерному веществу и возникновения при этом значительного числа s -частиц.

3. Интерпретация экспериментальных данных

Прежде чем сопоставлять результаты расчета, основанного на принятой картине, с экспериментальными данными поясним некоторые его детали.

Здесь мы не станем обсуждать метод решения уравнений /1а,б/. Это было сделано в работе /11/.

Следует, однако, пояснить связь полученных решений с наблюдаемыми величинами.

Сначала рассмотрим вопрос о переходе к числам h - и s -частиц.

Для анализа упомянутых во введении экспериментов решение уравнений /1а,б/ отыскивалось для начальных условий, соответствующих "среднему" элементарному акту, т.е. $K_{NN}^+ \approx \langle K_{NN} \rangle$, $\gamma_0 \approx \gamma_{с.ц.н.}$. Этими условиями определяется среднее значение начальной массы кластера $E_0(0)$ и его полная энергия.

Решение $\eta(\xi)$ определяет полную энергию кластера как функцию пробега, пропорционального ξ . Потери энергии составляют $\Delta E = E_0(0) \Delta \eta = E_0(0) [\gamma_0 - \eta(\xi)]$. Связь между ΔE и числом h -частиц ($n_h = n_g + n_b$) можно записать в виде

$$n_h \approx 2 \frac{\Delta E(\xi)}{2,3 \langle \epsilon_g \rangle} = 2 \frac{\Delta E(\xi)}{2,3 \bar{\epsilon}} \quad /6/$$

В формуле /6/ учтено, что протоны /заряженные h -частицы/ составляют $\sim 1/2,3$ часть нуклонов средних и тяжелых ядер фотозмусьсии и что $\langle n_h \rangle \approx 2 \langle n_g \rangle$. Последнее выполняется как в случае "среднего" взаимодействия протона с ядрами /14/, так и в случае их "полного" развала /15/. Мы учли также, что $\langle \epsilon_b \rangle$, средняя энергия b -частиц, почти на порядок меньше, чем $\langle \epsilon_g \rangle = \bar{\epsilon}$.

С увеличением пробега в соответствии с уравнением /1б/ растет и масса кластера. Ее величина определяется функцией $E_0(0) \kappa(\xi)$. Переход к числу заряженных s -частиц можно осуществить следующим образом:

$$n_s = n_{spp} \cdot \kappa(\xi), \quad \kappa(\xi) = \frac{E_0(\xi)}{E_0(0)} \quad n_s = n_{spp} \cdot \frac{E_0(\xi)}{E_0(0)} \quad /7/$$

причем n_{spp} - среднее число заряженных s -частиц, образующихся при той же энергии в элементарном акте. Это соотношение приобретает простой смысл, если выразить n_{spp} через массу кластера:

$$n_{spp} \approx \frac{2}{3} \frac{E_0(0)}{\langle \epsilon_\pi \rangle} \rightarrow \frac{mc^2}{m} \quad \sqrt{s} = \frac{4}{3} \text{ ГэВ} \quad \frac{2}{3} \text{ - поправка на энергичность связи} \quad /8/$$

$\langle \epsilon_\pi \rangle \approx 0,43-0,50 \text{ ГэВ}$ - средняя энергия π -мезона в системе покоя кластера. Тогда /7/ означает, что среднее число s -частиц пропорционально массе кластера /см. также /12/ /.

Соотношение /7/ можно уточнить, если учесть, что "лидирующая" частица также оказывается в возбужденном состоянии - вплоть до $\sim 2 \text{ ГэВ}$ /12,16/. Тогда при распаде она излучит $\sim 1,6$ заряженных π -мезона. Следовательно, эффективная величина собственной массы кластера оказывается несколько меньше - на величину, приходящуюся на возбуждение "лидирующей" частицы, а соотношение /7/ с учетом указанной поправки приобретает вид

$$n_s \approx [n_{spp} - 1,6] \kappa(\xi) + 1,6. \quad /9/$$

Теперь несколько замечаний о процедуре усреднения по

прицельным параметрам "b" первичного протона величин n_h и n_s . При переходе от переменной ξ в /6/ и /9/ к размерной z -функции $\Delta\eta(\xi)$ и $\kappa(\xi)$ выражаются явно через $z_{\text{вых.}} - z_0$; $z_{\text{вых.}} = \sqrt{R^2 - b^2}$ - точка выхода кластера из ядра. Нетрудно убедиться, что аксиально-симметричные поверхности вида $z_0 = \sqrt{R^2 - b^2} - (2R - \beta)$ являются геометрическим местом точек рождения кластеров, теряющих в ядре одну и ту же энергию и получающих одно и то же приращение массы. Следовательно, усреднение функций $\Delta\eta(z_{\text{вых.}} - z_0) = \Delta\eta(2R - \beta)$ и $\kappa(z_{\text{вых.}} - z_0) = \kappa(2R - \beta)$ можно свести к интегрированию по одной переменной β в интервале $[0, 2R]$. Вес, с которым следует производить усреднение, равен произведению объема элементарного β -слоя:

$$dV_\beta = \pi\beta(R - \frac{\beta}{4})d\beta \quad /10/$$

на среднюю его затененность предшествующими по ходу движения первичного протона слоями:

$$\frac{1}{\sigma_p^3 \beta^3 (R - \beta/6)} \left\{ \frac{1}{2} \sigma_p^2 \beta^2 (4R - \beta) + e^{-\sigma_p \beta} (2\sigma_p R + 1) - \right.$$

/11/

$$\left. - (2\sigma_p R + 1 - \sigma_p \beta) \right\}.$$

В /11/ σ - сечение процессов, участвуя в которых первичный протон, утрачивает возможность вызвать в ядре акт множественной генерации. К таким процессам относятся и само множественное рождение. Результат слабо зависит от значения σ , если варьировать его в разумных пределах. Поэтому мы положили просто $\sigma = \sigma_{NN}^{\text{in}}$.

Учет ядерного состава фотозумльсии/если это было необходимо/ производился таким же образом, как и в работе /6/.

Перейдем теперь непосредственно к анализу экспериментальных фактов.

Отсутствие существенного отличия в величине среднего значения коэффициента неупругости для процесса на водородной мишени и на сложных ядрах с точки зре-

ния принятых гипотез является тривиальным. Действительно, лидирующая частица, инициируя акт множественной генерации на одном из нуклонов ядра - таким же образом, как и на водородной мишени, - в дальнейшем практически не взаимодействует с ядром. Поэтому среднее значение энергии, отданное ею на рождение новых частиц, должно быть тем же самым, что и в случае водородной мишени.

Довольно простым следствием исходных предположений является также инвариантность среднего значения поперечного импульса рожденных частиц в элементарном акте и в ядерной мишени. В самом деле, хорошо известно, что $\langle r_\perp \rangle$ практически не изменяется в очень большом интервале энергий сталкивающихся частиц, охватывающем ускорительную и космическую области. С точки зрения кластерной адронной физики этот факт целиком определяется динамикой распада кластера /см., например, /17/ / и не зависит от его массы. Поэтому вполне естественно, что родившийся и "обросший" внутри ядра кластер, распадаясь за его пределами, будет по-прежнему подчиняться этому правилу. Этот факт, не поддающийся объяснению с точки зрения моделей, предполагающих мгновенное рождение вторичных частиц /из-за эффектов многократного рассеяния/, в рассматриваемой картине выглядит весьма просто.

Перейдем теперь к не столь очевидным следствиям. Обратимся к вопросу об отношении множественностей при разных /но высоких/ энергиях E_p в зависимости от n_h /- ΔE , см. /5//. На рис. 1 дано поведение множественностей s -частиц при $E_p = 70 \text{ ГэВ}$ и 200 ГэВ как функций числа n_h . В нижней части рис. 1 представлено их отношение. Оно является практически постоянным и равно $n_{spp} / 200 \text{ ГэВ} // n_{spp} / 70 \text{ ГэВ}$. В работе /8/ такое поведение n_s названо "scaling" ом". Сплошные кривые - результат непосредственного решения уравнений /1а,б/. С физической точки зрения поведение кривых $n_s(n_h)$ вполне понятно. С ростом пробега увеличивается как ΔE /а значит, и n_h /, так и внутренняя энергия E_0 кластера /а значит, и n_s /. Согласно с экспериментом вполне удовлетворительное. Что же касается поведения отношения $n_s / 200 \text{ ГэВ} // n_s / 70 \text{ ГэВ}$ /него

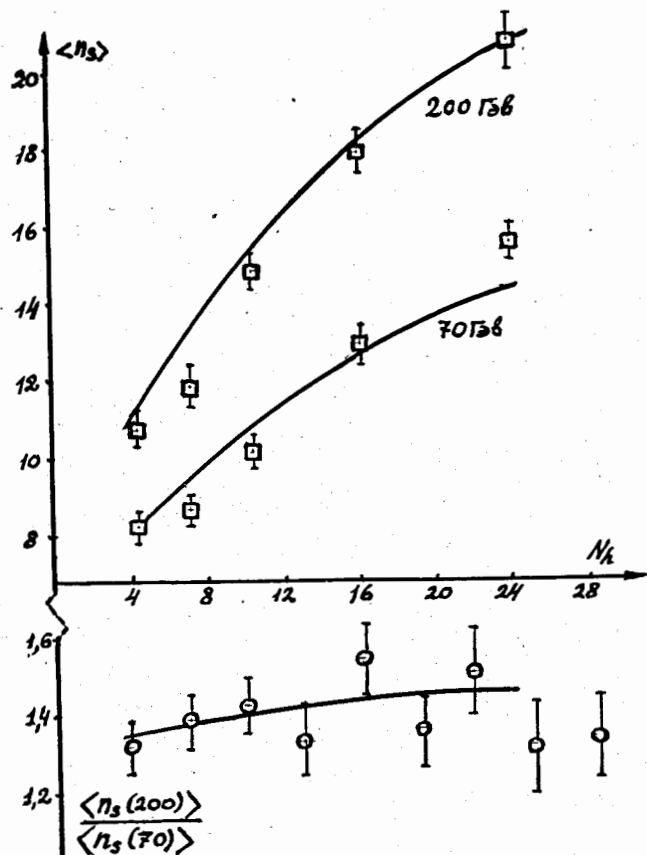


Рис. 1. Зависимость $\langle n_s \rangle = f(n_h)$ при $E_p = 70$; $E_p = 200$ ГэВ /фотозумульсия/. Внизу - отношение $\langle n_s \rangle / 200$ ГэВ / $\langle n_s \rangle / 70$ ГэВ / как функция от n_h . Сплошные кривые - результаты расчета.

величины, то возможна и более простая приближенная его оценка, приводящая к этому же результату. Из системы /1а,б/ следует уравнение

$$\frac{d\kappa}{d\eta} = -L \left\{ \sqrt{\kappa^2 + 2\eta} \frac{mc^2}{E_0(0)} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)} \right\}. \quad /12/$$

В /12/ перейдем от η к $\Delta\eta$, пропорциональной согласно /5/ потери энергии, а затем учтем, что при высоких энергиях $\eta_0 = \gamma_0 \gg \Delta\eta$. Тогда

$$\frac{d\kappa}{d\Delta\eta} = L \left\{ \sqrt{\kappa^2 + 2\gamma_0} \frac{mc^2}{E_0(0)} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)} \right\}. \quad /13/$$

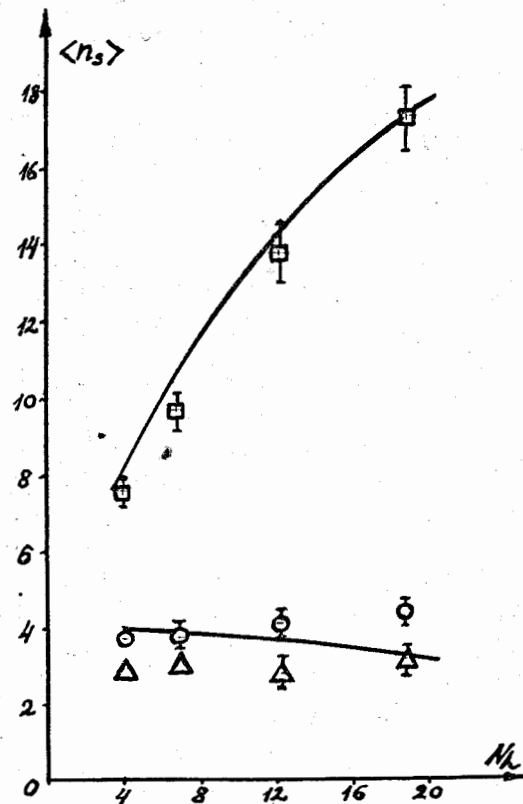


Рис. 2. Данные о числе s-частиц в "переднем" конусе в зависимости от n_h , $E_p = 200$ ГэВ /фотозумульсия/ - нижние точки и кривая /расчет/. Верхние точки и теоретическая кривая - число остальных s-частиц в зависимости от n_h .

Второй член подкоренного выражения в правой части /13/ равен $1/\langle K_{NN} \rangle$ и не зависит от энергии. Используя /5/ и /7/, преобразуем это уравнение к виду:

$$\frac{1}{n_{spp}} \cdot \frac{dn_s}{dE} = \frac{L}{E_0(0)} \left\{ \sqrt{\kappa^2 + \frac{1}{\langle K_{NN} \rangle}} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)} \right\}. \quad /14/$$

Правая часть уравнения /14/ с точностью до малого члена $mc^2/E_0(0)$ одинакова при различных энергиях /см. выражение для L /. Поэтому имеем:

$$\frac{dn_s(200 \text{ ГэВ})}{dn_s(70 \text{ ГэВ})} = \frac{n_{spp}(200 \text{ ГэВ})}{n_{spp}(70 \text{ ГэВ})}, \quad /15/$$

откуда и следует искомое соотношение

$$n_s(200 \text{ ГэВ})/n_s(70 \text{ ГэВ}) = n_{spp}(200 \text{ ГэВ})/n_{spp}(70 \text{ ГэВ}) /16/$$

/аддитивная константа интегрирования равна нулю/.

Довольно простое объяснение имеет и наблюдаемая при $E_p = 200 \text{ ГэВ}$ инвариантность числа s -частиц в конусе, соответствующем половинному углу элементарного акта. Это число оказывается практически не зависящим от величины потерь в ядерном веществе ($\sim n_h$). Экспериментальные данные и численные результаты представлены на рис. 2. Нижние точки и теоретическая кривая соответствуют числу s -частиц, сосредоточенных в переднем конусе, равном по величине переднему конусу для множественной генерации в элементарном акте. Верхние точки и теоретическая кривая описывают поведение всех остальных s -частиц $n_s(n_h)$.

Это свойство обусловлено приближенной компенсацией двух эффектов. С одной стороны, с "обрастанием" кластера уменьшается γ /т.е. увеличивается $\theta_{1/2}^{(s)}$ /, а с другой - это "обрастание" приводит к росту числа s -частиц, попадающих в изменившийся угловой интервал. Этот вывод сохраняет силу и при учете анизотропии разлета $(dW \sim (1 + \delta \cos^2 \theta) d\Omega)^{10/}$ рожденных частиц в системе покоя кластера.

Рассмотренная картина приводит к хорошему соответствию также и с измерениями отношений средних

множественностей частиц, рожденных в ядерном веществе и в элементарном акте при больших E_p . Рис. 3 демонстрирует это соответствие. Зависимость отношения от энергии E_p отсутствует. И в данном случае решение допускает простой качественный анализ. При больших γ_0 система уравнений /1а,б/ "расцепляется" /можно пренебречь расширительными членами/. Тогда из /16/, пренебрегая членом $mc^2/E_0(0)$, используя определение

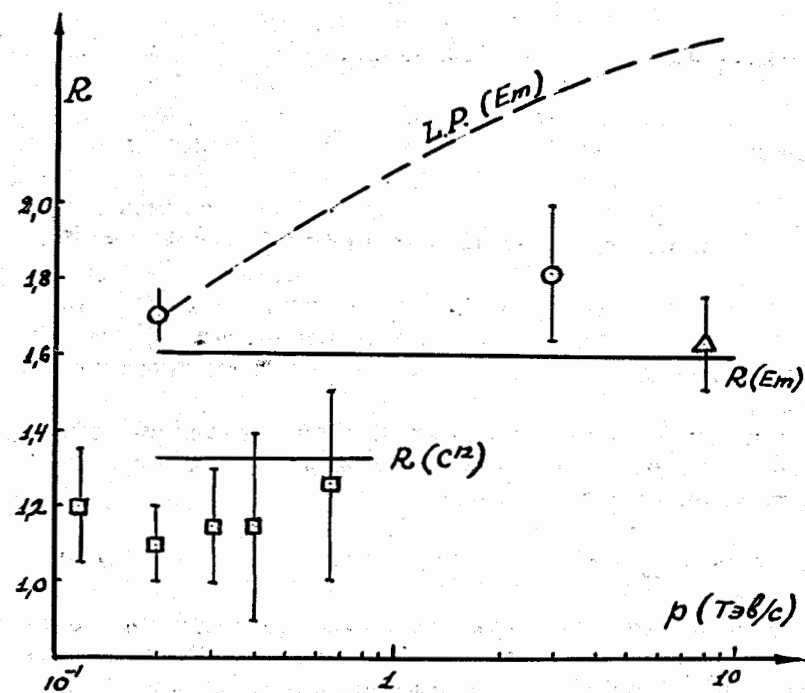


Рис. 3. Отношение $R = \langle n_s \rangle / n_{spp}$ как функция от E_p . /фотозумульсия R_{Em} и углерод $R(C^{12})$ /. Сплошные кривые - расчет. Прерывистая кривая - оценка поведения R /6/ в предположении, что вторичные частицы не мультиплицируют, а "лидирующая" (L.P.) способна с обычным сечением многократно генерировать множественное рождение.

входящих в него величин и переходя от переменной ξ_{kz} , получаем:

$$\frac{dk}{dz} = \rho \pi r_0^2 \left[\langle K \rangle \frac{\sigma^{in}}{\sigma^{tot}} \right]_{K,N} (\kappa^2 + 1 / \langle K_{NN} \rangle - \kappa). \quad /17/$$

Так как входящие в /17/ величины практически не зависят от энергии E_p , то с этой точностью имеем:

$$\langle n_s \rangle / n_{spp} = n_{spp} \langle \kappa \rangle / n_{spp} = \text{const}(E_p), \quad /18/$$

где $\langle \kappa \rangle$ - функция κ , усредненная по прицельным параметрам и точкам рождения z_0 кластера в ядре.

В связи с последним результатом необходимо сделать замечание: он получен в предположении, что имеет место соотношение /7/. Если при энергиях $E_p \leq 200$ ГэВ оно не вызывает особых сомнений /12/, то его справедливость при значительно больших энергиях не очевидна - в этой области возможно рождение двух и более кластеров. /На эту возможность обратили наше внимание Е.Л.Фейнберг и Д.С.Чернавский/. Поведение такой системы нуждается в дополнительном исследовании. Пока отметим лишь, что использование /7/ и здесь не приводит к противоречию с экспериментом. Согласие с экспериментом может явиться следствием того, что соотношение /7/ соответствует поведению в среднем такой гипотетической системы.

Наконец, непосредственные расчеты зависимости $\langle n_s \rangle$ от A - массового числа ядерной мишени дают $\langle n_s \rangle \sim A^{0,12}$. Если записать $\langle n_s \rangle$ в виде

$$\langle n_s \rangle = n_{spp} \langle \kappa \rangle = n_{spp} (1 + \langle \Delta \kappa \rangle), \quad /19/$$

то один из основных факторов, определяющих такую слабую зависимость, определится сразу. Очевидно, что $\langle \Delta \kappa \rangle \sim A^{1/3} \approx A^{0,33}$. Даже для тяжелых ядер (Ag, Br) $\langle \kappa \rangle \leq 0,9$. Поэтому наличие в формуле /19/ единицы более чем вдвое смягчает эффективную зависимость типа A^α , т.е. $\alpha \approx 0,16$.

Итак, предположение о том, что первая стадия пространственно-временного развития процесса множественной генерации адронов характеризуется образованием, во-первых, "лидирующей" частицы в состоянии /"голый" адрон/, в котором она очень слабо взаимодействует с нуклоном, и, во-вторых, сильно возбужденной расширяющейся в предраспадной фазе адронной системы /"кластер"/, проявляющей себя как единое целое, позволяет объяснить наблюдаемые факты.

Это объяснение можно считать достаточно убедительным, потому что в рассмотренных фактах отражаются многие как интегральные, так и дифференциальные черты процесса при разных энергиях. Поэтому мы полагаем, что гипотезы, проверке которых были посвящены эта и предыдущая /11/ работы, являются правдоподобными.

Мы выражаем признательность А.М.Балдину, Е.Л.Фейнбергу, а также участникам семинаров в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и в теоретическом отделе ФИАН за детальную дискуссию и критические замечания.

* Литература

1. A.Dar, J.Vary. Phys.Rev., D6, 2412 (1972).
2. Z.Chyliniski. Nucl.Phys., 44, 58 (1963).
3. И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 78, 889 /1951/.
4. R.Hagedorn. Suppl. Nuovo Cim., 3, 147 (1965).
5. S.Pokorski, L.Van Hove. Preprint TH 1772-CERN (1973).
6. K.Gottfried. Preprint TH-1732 CERN, 1973.
7. З.В.Анзон, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР, ЭВЭ-8, 1973.
8. E.M.Friedländer, M.Marcu, R.Nitu. Preprint-IFA, Bucharest, 1973.
9. J.I.Cohen, E.M.Friedländer, M.Marcu, A.A.Marin, R.Nitu. Preprint-IFA, Bucharest, 1973.
10. E.L.Feinberg. Physics Reports, a review section of Physics Letters, 5C, N 5, 1972.
11. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Препринт ОИЯИ, P2-7869, Дубна, 1974.
12. Г.Т.Зацепин. Изв. АН СССР, сер.физ., 5, 674 /1962/.

13. Е.Л.Фейнберг. Сб-к "Проблемы теоретической физики" /памяти И.Е.Тамма/, Наука, Москва, 1972.
14. V.S.Barahsenkov, K.K.Gudima, S.M.Eliseev, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Proc. XI Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969.
15. К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов. Препринт ОИЯИ, P1-6897, Дубна, 1973.
16. M.Koshiha. X Intern. Cosmic. Ray Conf. Calgary, 1967.
17. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, вып. 4, 539 /1971/.
18. K.M. Abdo, N.Dalkhazhav, R.A. Khoshmukhamedov, G.S. Shabratova, K.D. Tolstov. Communications of JINR, E1-7548, Dubna, 1973.

Примечание при корректуре

Недавно проведенные эксперименты /18/ также подтверждают развиваемую картину процесса.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1974 года.