

4877

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 343 а

К-172

Экз. чит. зала

P2 - 7871

2687/1-74

Б.Н. Калинин, В.Л. Шмонин

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ
ПРОЦЕССА МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
И МЕХАНИЗМ "ПОЛНОГО" РАЗРУШЕНИЯ ЯДЕР

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7871

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ
ПРОЦЕССА МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
И МЕХАНИЗМ "ПОЛНОГО" РАЗРУШЕНИЯ ЯДЕР

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ данных о множественной генерации адронов в ядерном веществе при высоких энергиях позволил сделать определенные заключения о характере пространственно-временного развития этого процесса в элементарном акте ^{1,2}. Было обнаружено, что правдоподобной является картина, согласно которой "лидирующая" частица в результате акта глубоко неупругого взаимодействия переходит в состояние, находясь в котором в течение времени, необходимого для восстановления равновесного собственного поля, она взаимодействует с нуклонами с малым сечением. Рожденная ею адронная система-кластер на первой стадии ведет себя как единое целое, расширяется, достигая размеров, когда становится возможным ее распад на отдельные адроны. Время расширения и распада кластера, как правило, превышает время его пролета в ядерном веществе.

В работах ^{1,2} был разработан метод описания движения в веществе кластера, обладающего такими свойствами. С помощью этого метода установлено, что параметры взаимодействия кластер-нуклон /за исключением полного сечения $\sigma_{K,N}$ / практически совпадают с их значениями, известными из столкновений обычных адронов. В сочетании с исходными гипотезами метод позволил весьма просто объяснить ряд удивительных фактов, установленных при изучении множественного рождения в ядерной среде. Таким образом, теперь можно

сформулировать дополнительные требования к моделям, претендующим на описание множественной генерации в элементарном акте.

Однако этим не исчерпываются возможности принятой в /1,2/ картины. Она помогает понять основные черты даже таких "экзотических" процессов, каким является "полный развал" ядер релятивистскими частицами, выяснить его механизм.

Этот эффект наблюдался в экспериментах по облучению фотоэмulsion при энергии протонов $E_p = 9,6$ и 69 ГэВ^{/3/}. Отбор звезд с большим числом нерелятивистских частиц / ≥ 28 / привел к следующим результатам. /Очевидно, что вклад в этот процесс могут давать лишь тяжелые ядра фотоэмulsion Вг и Аг /.

Вероятность процесса почти не зависит от энергии E_p и составляет весьма заметную величину: 3-4% /30-40 мб/ от всех взаимодействий протона с ядром.

Угловой конус, характеризуемый половинным углом s -частиц, резко уширяется - приблизительно вдвое - по сравнению с его значением для "средней" звезды.

Половинный угол для g - и b -частиц слабо зависит от энергии E_p , причем последние вылетают почти изотропно.

Чрезвычайно интересными являются факты - в спектре b -частиц много "подбарьерных", а средняя энергия b -частиц уменьшается в $\approx 1,65$ раза при переходе от $E_p = 9,6$ ГэВ к $E_p = 69$ ГэВ. Несколько уменьшается и их число.

Полная энергия ядерных нуклонов / g - и b -частиц/ превышает 3,5 ГэВ.

Механизм этого явления не выяснен. Очевидно, что при его формулировке необходимо принять во внимание перечисленные выше факты.

2. МЕХАНИЗМ БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЯДРУ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Прежде всего попытаемся установить связь между этим эффектом и процессом множественной генерации.

По нашему мнению, использовать для этих целей каскадно-испарительную модель нельзя /см., однако, /4/ /, так как она испытывает серьезные затруднения уже при интерпретации "среднего" взаимодействия /например, /5,6,7/ /. Вообще следует заметить, что попытка описать такой катастрофический процесс, как "полный развал" ядра, на основе любой модели, опирающейся на прослеживание судьбы каждого из большого числа ядерных нуклонов, да еще в нестационарных условиях, является делом практически безнадежным. Необходимо привлечь методы, более приспособленные к описанию явления - методы, развитые в механизме сплошных сред. Для задач ядерной физики они уже неоднократно использовались /см., например, /8,9/ /.

Здесь мы обратимся к идее возбуждения в ядерном веществе коллективного движения, обладающего очень большой энергией. Наиболее простой и естественный путь - аналогия с порождением ударной волны в среде. Ранее эта идея высказывалась /см. /10/ /. Однако тогда она не была связана с конкретным элементарным актом, способным обеспечить требуемый результат. Поэтому мы рассмотрим эту проблему заново и по-иному.

Очевидно, что для инициирования ударной волны необходимо выполнение определенных условий.

1. Потеря энергии частицей-инициатором должна быть велика и должна непосредственно распределяться между достаточно большим числом нуклонов.

2. Переданный каждому нуклону импульс должен быть приблизительно одинаков /тогда возникнет коллективное движение, соответствующее волне изменения плотности/.

3. Скорость движения частицы - инициатора должна превышать скорость "звука" в ядерном веществе.

Эти условия необходимо дополнить еще одним. В случае системы, имеющей конечные размеры, об ударной волне имеет смысл говорить, если ее ширина δ значительно меньше характерных размеров. Поэтому для ядра должно быть $\delta \ll 2R$.

Начнем с первого условия. Дифференциальное сечение адронов высокой энергии в первом приближении

удовлетворительно описывается феноменологическим выражением:

$$d\sigma/dq^2 \approx \sigma^{tot} \exp(-Bq^2), \quad /1/$$

q - переданный импульс, σ^{tot} - полное сечение взаимодействия/. Величина B изменяется в довольно широких пределах $3 \leq B \leq 10/\text{ГэВ}/c^{-2}$ /в зависимости от сорта сталкивающихся частиц и степени неупругости процесса. Для потерь энергии частицей в ядре можно написать:

$$\Delta E \approx \frac{\bar{l}\rho}{2m} \int_0^\infty q^2 \frac{d\sigma}{dq^2} (dq^2) = \frac{\bar{l}\sigma^{tot}\rho}{2mB} = \bar{l}\sigma^{tot}\rho\bar{\epsilon}, \quad /2/$$

где $\bar{l} = \frac{4}{3}R$ - средний путь, $\rho \approx 0,143 \text{ фм}^{-3}$ - плотность нуклонов в ядре, $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия нуклона-отдачи. Среднее число нуклонов, испытавших столкновение с первичной частицей, равно:

$$\langle n \rangle \approx \Delta E/\bar{\epsilon} = \bar{l}\rho\sigma^{tot}. \quad /3/$$

Если $\Delta E \approx 3,7 \text{ ГэВ}$, а $B = B_{\min} \approx 3,4/\text{ГэВ}/c^{-2}$, т.е. $\bar{\epsilon} \approx 0,13 \text{ ГэВ}$, то для тяжелого ядра фотоэмulsion (Ag) для σ^{tot} получаем:

$$\sigma_{\min}^{tot} \approx 200 \text{ мб}. \quad /4/$$

Однако среди известных в настоящее время частиц нет ни одной, которая при энергии 10 ГэВ и выше взаимодействовала бы с нуклоном с таким сечением. Например, если первичная частица - протон / $\sigma^{tot} \approx 40 \text{ мб}$ /, то $\Delta E \approx 0,4 \text{ ГэВ}$, а $\langle n \rangle \approx 3$. Эти значения слишком малы, чтобы вызвать коллективное движение типа ударной волны /в противоположность предположению в /10//. Не спасает положения и рождение одиночных частиц.

Итак, уже из первого условия следует, что для рождения мощной ударной волны необходимо, чтобы с ядром взаимодействовала адронная система, имеющая радиус порядка $2-3 \text{ фм}$.

В качестве такой системы может выступить кластер.

Образованный уже при $E_p \approx 10 \text{ ГэВ}$ и значительном коэффициенте неупругости кластер может достигнуть в предраспадном состоянии таких размеров. Резко возрастает величина ΔE и число $\langle n \rangle$ - нуклонов отдачи. Следовательно, движение кластера, рожденного в ядре, может привести к требуемым результатам.

Он удовлетворяет и второму условию. Для взаимодействия кластер-нуклон имеет место $\Lambda/\langle q \rangle \approx 0,44 \text{ ГэВ}/c$ и $\bar{\epsilon} \approx 0,13 \text{ ГэВ}$. Очевидно, интервал разброса по импульсам не может быть более узким, чем $2p_F/p_F$ / p_F - граничный импульс Ферми в ядре/. Долю случаев передачи импульса в интервале $\langle q \rangle - p_F \leq q \leq \langle q \rangle + p_F$ можно характеризовать отношением $\Delta\sigma_{K,N}(\langle q \rangle - p_F, \langle q \rangle + p_F) / \sigma_{K,N}^{tot} \approx 0,8$. Т.е. она близка к единице.

Выполняется и третье условие. В самом деле, скорость "звука" a в ядре, грубо говоря, равна /10/:

$$a \approx [200 \div 300 \text{ МэВ}/9m]^{1/2} \approx 0,14-0,19/c. /5/$$

где m - масса нуклона. Скорость же кластера не меньше скорости ц.м. системы в $p-N$ - столкновении. Уже при $E_p = 10 \text{ ГэВ}$ она составляет $v_k \approx 0,91c$. Отсюда $v_k/a \gg 1$.

Наконец, о последнем условии. Нуклоны, испытавшие столкновение с кластером, формируют ударную волну. Ее ширина определяется средним свободным пробегом Λ этих нуклонов в среде /11/. При $\bar{\epsilon} \approx 0,13 \text{ ГэВ}$ $\Lambda \approx 2 \text{ фм}$. Поэтому $\delta \approx \Lambda \approx 2 \text{ фм} \ll 10-11 \text{ фм} = 2R$, и это условие выполнено.

Таким образом, в качестве механизма передачи энергии, большей или равной $3,5 \text{ ГэВ}$, ядру релятивистской частицей можно принять генерацию ударной волны кластером, рожденным этой частицей.

3. ДВИЖЕНИЕ КЛАСТЕРА В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ S - ЧАСТИЦ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ "ПОЛНЫЙ РАЗВАЛ"

Для получения количественных оценок величин, характеризующих явление полного развала ядра следует

использовать уравнения метода, развитого в работах /1,2/. Их можно представить в безразмерном виде:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = - \left[s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2, \quad /6a/$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = L \left(\sqrt{\kappa^2 + 2\eta \frac{mc^2}{E_0(0)}} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)} \right) \left[s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2, \quad /6b/$$

причем

$$\eta(\xi) = \kappa(\xi) \cdot \gamma(\xi). \quad /7/$$

В /6a,б/ мы употребляем обозначения:

$$\xi = (z - z_0) \sqrt[3]{\pi \rho \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)}}, \quad s_0 = r_0 \sqrt{\pi \rho \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)}},$$

z_0 - точка рождения кластера с массой $E_0(0)$, $\bar{\epsilon} = 0,13$ ГэВ /1/ - средняя энергия нуклона отдачи, испытывающего столкновение с кластером, ρ - плотность ядерного вещества, $r_0 \approx 1,2-1,4$ фм - радиус действия ядерных сил. Функции $\eta(\xi) = E(\xi)/E_0(0)$ и $\kappa(\xi) = E_0(\xi)/E_0(0)$ описывают зависимость полной энергии и массы кластера /в единицах его начальной массы/ от координаты на

прямолинейной траектории. Величина $L = \frac{E(0)}{\bar{\epsilon}} \left(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}$

пропорциональна параметру неупругости $\left(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N} \approx 0,2$

взаимодействия кластер-нуклон /1/.

Первое уравнение /6a/ связывает уменьшение полной энергии кластера с энергией, передаваемой нуклонам отдачи. Темп его расширения замедлен на γ -фактор Лоренца.

Второе уравнение /6б/ связывает рост массы кластера с параметром неупругости взаимодействия кластер-нуклон.

Роль начальных условий для уравнений /6a,б/ играют:

$$\eta(0) = \gamma_0, \quad \kappa(0) = 1, \quad E_0(0). \quad /8/$$

Они определяются механизмом образования кластера /12/. В случае дифракционного механизма $\gamma_0 \approx \gamma_p$ - фактор первичной частицы, $K_{NN} \ll 1$. При образовании пионизационного кластера $\gamma_0 \approx \gamma_{с.п.и.}$. Для кластера, образованного при $K_{NN} \approx 1$ /полная статистическая система, включающая и начальные частицы/, $\gamma_0 \approx \gamma_{с.п.и.}$. Случай, соответствующий усредненному по различным каналам результату, практически совпадает с пионизационным вариантом $K_{NN} \approx \langle K_{NN} \rangle$ и $\gamma_0 \approx \gamma_{с.п.и.}$.

Потеря энергии выражается через функцию $\eta(\xi)$ следующим образом:

$$\Delta E(\xi) = E_0(0) [\gamma_0 - \eta(\xi)] = E_0(0) \cdot \Delta \eta(\xi). \quad /9/$$

Очевидно, что рассматривая эффект "полного развала", мы должны ограничиться пробегами кластера в веществе, обеспечивающими правильную величину средней потери энергии, наблюдаемой в экспериментальных условиях. Мы полагаем $\Delta \bar{E} \approx 3,7$ ГэВ.

3.1. "Полный развал" при $E_p = 69$ ГэВ

В этом случае для определения характеристик, относящихся к s -частицам, мы должны решать систему уравнений /6a, б/ и полном объеме. Метод решения был описан в работах /1,2/. Здесь мы приведем лишь окончательные результаты для начальных условий, соответствующих образованию в элементарном акте пионизационного кластера $\gamma_0 \approx 6,1$, $E_0(0) \approx 4,6$ ГэВ. Схема процесса представлена на рис. 1. Родившись в точке z_0 , кластер движется в ядре по прямолинейной траектории, увеличиваясь в поперечных размерах /расширение/. Зона, охватываемая им в ядре, обозначена на рис. 1 штрихованными прямыми.

На рис. 2 графически представлены решения системы

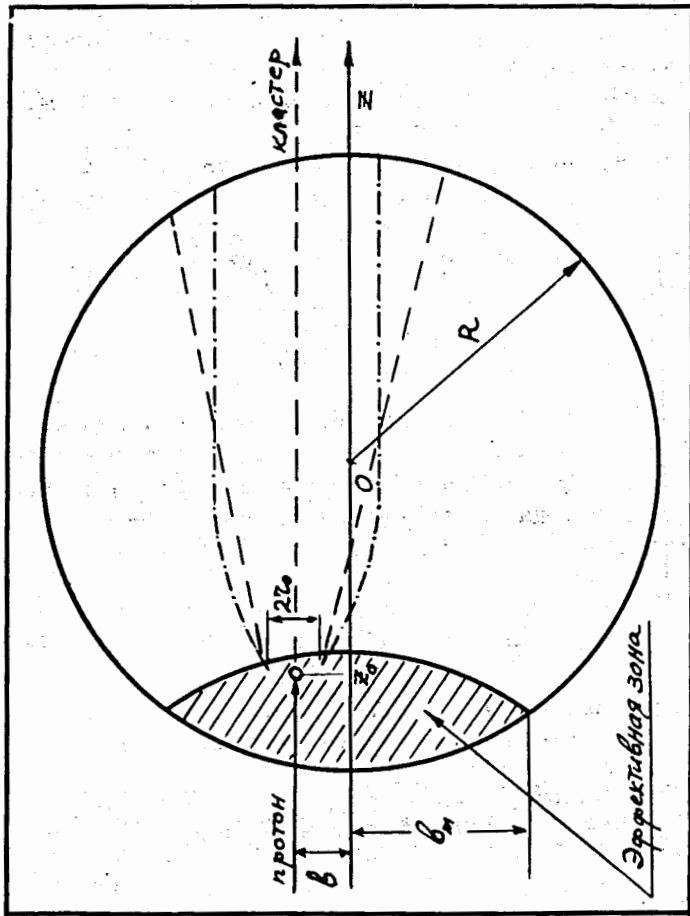


Рис. 1. Схема прохождения кластера в ядерном веществе. Зона, охватываемая кластером, ограничена: штрихпунктирными линиями при $E_p = 9,6$ ГэВ и штрихованными при $E_p = 69$ ГэВ.

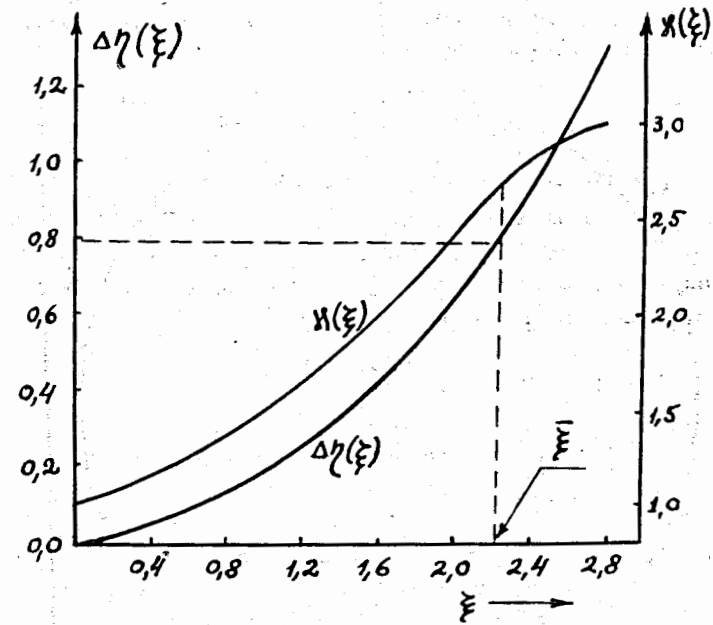


Рис. 2. Поведение функций $\Delta\eta(\xi)$ и $\kappa(\xi)$ при $E_p = 69$ ГэВ. Точка ξ соответствует пробегу, для которого $\Delta E \approx 3,7$ ГэВ.

уравнений /6а,б/ для функций $\Delta\eta(\xi)$ и $\kappa(\xi)$. Значение $\xi \approx 2,5$ соответствует диаметру тяжелого ядра фотоэмульсии. Потере энергии $\Delta E \approx 3,7$ ГэВ на рис. 2 соответствует значение $\Delta\eta(\xi) \approx 0,8$ и, следовательно, $\bar{\xi} \approx 2,22$. Этой величине потери энергии соответствует масса "обросшего" кластера $E_0(\xi) \approx E_0(0) \cdot \kappa(\xi) \approx E_0(0)2,5$. Тогда для числа заряженных π -мезонов, образованных благодаря распаду такого кластера за пределами ядра, имеем /см. подробности в /1,2//:

$$n_s = n_{spp} \cdot \bar{\kappa}(\bar{\xi}) \approx 18(n_s)_{\text{эксп.}} \approx 17 \quad /10/$$

- в хорошем согласии с экспериментом.

Нетрудно определить половинный угол s -частиц. Он связан с γ -фактором потерявшего энергию ΔE и увеличившего свою массу в $\kappa(\bar{\xi})$ раз кластера, распадающегося за пределами ядра, соотношением:

$$\text{arc tg } \theta_{1/2}^{(s)} \approx 0,95(\gamma^2(\bar{\xi}) - 1)^{-1/2}, \quad /11/$$

где, очевидно /см. /7//:

$$\gamma(\bar{\xi}) = \eta(\bar{\xi}) / \kappa(\bar{\xi}). \quad /12/$$

Простая оценка дает:

$$\theta_{1/2}^{(s)} \approx 29^\circ ((\theta_{1/2}^{(s)})_{\text{эксп.}} \approx 30^\circ), \quad /13/$$

что также хорошо согласуется с измеренной величиной $\theta_{1/2}^{(s)}$.

Возникает интересный вопрос о связи между сечениями процесса "полного развала" и парциальным сечением образования пионизационного кластера в элементарном акте. Эту связь можно установить следующим образом. Прежде всего заметим, что потерям энергии $\Delta E \approx 3,7$ ГэВ соответствуют большие пробеги кластера ≈ 9 фм. Следовательно, можно ограничиться рассмотрением случаев рождения кластера в точках z_0 вблизи передней границы ядра. Множество точек z_0 , для которого $\Delta E = 3,7$ ГэВ, образует эффективную зону с объемом V . На рис. 1

она заштрихована. Тогда имеем:

$$\sigma_{\text{полн.разв.}} \approx \rho \cdot \sigma_{\text{п.к.}} \cdot V, \quad /14/$$

где $\sigma_{\text{п.к.}}$ - парциальное сечение образования пионизационного кластера.

Поясним идею вычисления V . Нетрудно убедиться, что эффективная зона ограничена с одной стороны передней границей ядра, для которой $z_0^{\text{min}}(b) = -\sqrt{R^2 - b^2}$, а с другой - аксиально симметричной поверхностью, для

которой $z_0^{\text{max}} = \sqrt{R^2 - b^2} - a_0$. Кластеры, рожденные на поверхности семейства:

$$z_a(b) = \sqrt{R^2 - b^2} - a, \quad /15/$$

теряют одинаковую энергию, так как их путь в веществе одинаков и равен a . Эффективная зона /см. рис. 1/ имеет форму линзы, объем которой равен:

$$V = 2\pi \int_0^{b_m} b db \int_{z_0^{\text{min}}}^{z_a(b)} dz' = \frac{4}{3}\pi R^3 + \frac{\pi}{12} a^3 - \pi a R^2, \quad /16/$$

b_m - значение прицельного параметра, для которого $z_0^{\text{min}}(b_m) = z_a(b_m)$.

Величина $\frac{dV}{da} da$ есть элемент объема, соответ-

ствующий потере ΔE . Поэтому при усреднении по эффективной зоне потерю энергии следует брать с весом:

$$dV/da = \pi \left(\frac{a^2}{4} - R^2 \right). \quad /17/$$

Для более простого решения задачи оказывается удобным перейти к новой переменной $\beta = 2R - a$. Уравнение для $\beta = \beta_0$, определяющего поверхность $z_0^{\text{max}}(b)$, выбор которой обеспечивает заданное значение средней энергии ΔE , можно записать в виде:

$$\int_0^{\beta_0} d\beta \left(R\beta - \frac{\beta^2}{4} \right) (\Delta E(\beta) - \Delta E) = 0. \quad /18/$$

Поскольку при больших ΔE $\beta/2R$ мало, и кроме того $\Delta E(\beta)$ можно линеаризовать, уравнение приближенно решается. Это позволяет выразить объем V через ΔE . Не останавливаясь на громоздких выкладках, приведем окончательный результат. Вместо /14/ имеем:

$$\sigma_{\text{полн.развал}} \approx 1,12 \cdot \pi R \rho \cdot \sigma_{\text{п.к.}} \cdot \beta^{-2} \left(1 - \frac{\beta}{4R}\right), \quad /19/$$

где
$$\beta = 2R - \alpha = 2R - \sqrt{\frac{3}{\pi \rho \bar{c}}} \frac{E(0)}{\xi(\Delta\eta)}, \quad \Delta\eta = \Delta E/E(0).$$

На рис. 2 значению $\xi(\Delta\eta)$ соответствует ξ . С помощью соотношения /19/ и измеренного значения $\sigma_{\text{полн.развал}}$ нетрудно установить, что $\sigma_{\text{п.к.}} \approx 0,3 \sigma_{\text{NN}}^{\text{in}}$. Эта оценка не противоречит данным, вытекающим из анализа $\sigma_{\text{NN}}^{\text{in}}$ при $E_p = 70$ ГэВ на водородной мишени /13/. Очевидно, что полученное значение $\sigma_{\text{п.к.}}$ определено грубо, так как сведения о величине ΔE весьма приближенны. Однако можно утверждать, что в целом картина оказывается непротиворечивой.

Следует заметить, что в наблюдаемый процесс не дает вклада дифракционный механизм рождения кластера, так как в этом случае γ_0 - велико, ΔE - мало. Не велико и число n_s . Малый вклад дают также кластеры, образованные при $K_{\text{NN}} \approx 1$. Их парциальное сечение в несколько раз меньше.

3.2. "Полный развал" при $E_p = 9,6$ ГэВ

И в этом случае дифракционный механизм образования кластера не может дать вклада в наблюдаемый процесс. с другой стороны, движение кластера, образованного путем пионизации или образования полной стат. системы характеризуется лоренц-фактором $\gamma_0 \approx \gamma_{\text{с.п.и.}}$ для $p - N$. Однако при $E_p = 9,6$ ГэВ $\gamma_0 \approx 2,35$, а его среднее значение по пути кластера в ядре еще меньше ($\bar{\gamma} < 2$). Следовательно, ростом массы кластера в первом приближении можно пренебречь. Это приведет к ошибке в числе s -частиц, не превышающей 1. Поэтому

уравнение /66/ можно не учитывать. Тогда вместо системы /6а,б/ следует решать уравнение /6а/, которое в данном случае удобно записать в виде:

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = - \left[s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2. \quad /20/$$

Его решение можно найти в виде ряда по степеням ξ :

$$\gamma(\xi) = \sum_{i=0} a_i \xi^i. \quad /21/$$

Коэффициенты в /21/ выражаются через s_0 и γ_0 . Приведем первые три коэффициента:

$$a_0 = \gamma_0, \quad a_1 = -s_0^2, \quad a_2 = s_0 / (\sqrt{\gamma_0^2 - 1}). \quad /22/$$

Сходимость ряда /21/ оказывается вполне удовлетворительной. Однако, с физической точки зрения, решение /21/ не отражает всей картины развития процесса. Действительно, так как γ_0 мало, а расширение кластера происходит с околосветовой скоростью, он достигнет распадного радиуса быстро. В этой связи возникает вопрос о его дальнейшей судьбе - распадается ли он в пределах ядра? По нашему мнению, такую возможность следует отвергнуть.

Образованный при $E_p = 9,6$ ГэВ кластер обладает сравнительно небольшой внутренней энергией. Поэтому величина внутреннего давления в нем на предраспадной стадии вполне может быть уравновешена "противодавлением" встречного потока ядерных нуклонов. Очевидно, в этих условиях кластер, расширившись до некоторого значения радиуса r_k , - назовем его радиусом квазистационарного состояния - будет двигаться в веществе, практически не изменяя своих размеров, и передавать часть кинетической энергии нуклонам отдачи. Полагая, что внутреннее состояние кластера описывается ультрарелятивистским уравнением $P \approx E/3V$, можно получить следующую оценку для r_k :

$$r_k \approx r_0 \left[\left(\frac{E_0}{2\pi\rho \langle q \rangle r_0^3} \right)^{2/5} + 1/2 \right]. \quad /22/$$

Тогда движение кластера в таком квазистационарном режиме подчиняется уравнению:

$$\frac{dy}{d\xi} = -s_k^2; \quad s_k = r_k^3 \sqrt{\frac{\pi\rho\epsilon}{E_0(0)}}. \quad /23/$$

Решение уравнения /23/ в размерных переменных:

$$\Delta E = U \cdot (z - z_0) - Q. \quad /24/$$

Константы U и Q отыскиваются из условия сшивания решений /21/ и /24/ в точке ξ_k , для которой $r(\xi_k) = r_k$:

$$\xi_k \approx r_0^3 \sqrt{\frac{\pi\rho\epsilon}{E_0(0)}} \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \left[\left(\frac{E_0}{2\pi\rho\langle q \rangle r_0^3} \right)^{2/5} - 1/2 \right]. \quad /25/$$

На рис. 1 зона, перекрываемая кластером, схематически изображена штрих-пунктирными линиями. Величина β /см. /19// в этом случае имеет вид:

$$\beta = 2R - (\Delta E + Q) / U. \quad /26/$$

Анализ решений показывает, что энергии пионизационного кластера недостаточно для "полного развала" ядра. Его может вызвать лишь кластер, рожденный при $K_{NN} \approx 1$, т.е. в случае образования полной статистической системы. Тогда правильная величина σ полн. разв. обеспечивается при $\sigma_{п.ст.сист., кл.} \approx 0,1 \sigma_{NN}^{in}$. Это значение парциального сечения в элементарном акте не противоречит оценкам, проведенным ранее /12/ по данным, полученным на водородной мишени.

Для средней множественности и половинного угла получаем значения /при вычислении $\langle n_s \rangle$ учитывалась доля энергии, уносимая двумя нуклонами - следствие сохранения барионного числа/: $n_s \approx 3,5$; $\theta_{1/2}^{(s)} \approx 50^\circ$.

И в этом случае согласно с экспериментом хорошее: $\langle n_s \rangle \approx 4,0 \pm 0,5$; $(\theta_{1/2}^{(s)}) \approx 53^\circ$.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ g -И b -ЧАСТИЦ

Динамика "полного развала" ядра очень сложна и описать ее в деталях трудно. Однако можно понять основные черты этого процесса и даже сделать в грубом приближении оценки ряда наблюдаемых величин, если воспользоваться представлением о генерации ударной волны, рассмотренным в п. 2. Естественно придерживаться следующей картины. Те нуклоны отдачи, путь которых в ядре не превышает Λ /зона выхода кластера из ядра/, покидают его и наблюдаются в виде g -частиц. Остальные нуклоны отдачи /находящиеся в глубине ядра/, составляют фронт ударной волны, которая теряет основную часть своей энергии на расстоянии, несколько большем Λ . Таким образом, остаток ядра быстро разогревается ударной волной до энергии, превышающей его энергию связи, испытывая при этом тепловое расширение, что в конечном счете завершается его "полным развалом", проявляющимся в виде b -частиц. Основываясь на такой картине, проведем оценки ряда характеристик g - и b -частиц.

Половинный угол g -частиц равен

$$\theta_{1/2}^{(g)} \approx \frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{\bar{v}_g}{v_K} \right) / 10 /,$$

где $\bar{v}_g \approx \sqrt{2\langle \epsilon \rangle / m}$, $\langle \epsilon \rangle = 0,13 \text{ ГэВ}$, а $v_K \approx C$. Поэтому $\theta_{1/2}^{(g)} \approx 60^\circ$. Из приведенного выражения следует, что этот угол практически не зависит от энергии E_p . Оба эти факта согласуются с экспериментом. Так как размер зоны выхода кластера из ядра при $E_p = 69 \text{ ГэВ}$ больше, чем при $E_p = 9,6 \text{ ГэВ}$ /см. рис. 1/ то должно увеличиваться число $\langle n_g \rangle$ /и, следовательно, уменьшаться $\langle n_b \rangle$ /. Наблюдения не противоречат и этому выводу.

Рассмотрим теперь характеристики, относящиеся к b -частицам. Из сформулированной картины процесса следует, что на их образование расходуется та часть потери энергии ΔE_b кластера, которая реализуется в сердцевине

ядра; ей соответствует пробег порядка 4-5 фм. Энергию ΔE_b на этом участке можно оценить, используя решения: $\Delta \eta(\xi)$ /см. рис. 2/ при $E_p = 69$ ГэВ и /21/, /24/ при $E_p = 9,6$ ГэВ. Тогда /пробег ≈ 4 фм/ $\Delta E_b / E_p = 69$ ГэВ/ $\approx 0,73$ и $\Delta E_b / E_p = 9,6$ ГэВ/ $\approx 1,3$ ГэВ. Эти величины тесно коррелируют с измеренными. Уменьшение ΔE_b с ростом энергии обусловлено уменьшением зоны ядра, охватываемой кластером на этом участке /рис. 1/:

$$\bar{y} / E_p = 69 \text{ ГэВ} / > \bar{y} / E_p = 9,6 \text{ ГэВ} /.$$

Механизм, предложенный нами, позволяет рассмотреть результаты работы /3/, относящиеся и к закономерностям энергетического спектра b -частиц. В самом деле, стадия расширения ядра-остатка сопровождается интенсивным взаимодействием нуклонов. Так как средняя их энергия $\bar{\epsilon}_b \approx \Delta E_b / \langle n_b \rangle \approx 10-20$ МэВ, то сечение взаимодействия может достигать сотен миллибарн. Следовательно, оно будет продолжаться, пока плотность нуклонов не уменьшится во много раз. Разумно считать конфигурацией распада расширившейся системы такую, когда средний свободный пробег нуклонов окажется порядка ее диаметра. Тогда грубая оценка показывает, что за время расширения число столкновений на нуклон $\nu \approx 10$. Такое значение ν свидетельствует, во-первых, что к моменту распада распределение нуклонов по энергиям должно практически установиться, и, во-вторых, что для его описания можно использовать статистику. Очевидно также, что следует пользоваться бoльцмановской статистикой - энергия возбуждения очень велика, а числа заполнения малы. Поэтому распределение по энергиям должно быть максвелловским:

$$df(\epsilon) = A \sqrt{\epsilon} \exp(-\epsilon/T) d\epsilon, \quad T = \frac{2}{3} \langle \epsilon_b \rangle. \quad /27/$$

Качественно распределение /27/ не противоречит экспериментальному /измеренному, к сожалению, довольно грубо/. Отсюда также следует, что с увеличением E_p число n_0 -частиц малой энергии в интервале $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_0$,

где ϵ_0 - несколько МэВ, должно увеличиваться. В работе /3/ n_0 измерялось в интервале до $\epsilon_0 = 4$ МэВ. Такие частицы были названы "подбарьерными" /подчеркнем, что в рамках нашей схемы в случае процесса полного развала понятие барьера утрачивает смысл/. Действительно, для отношения числа b -частиц в этом интервале для разных E_p с учетом факта, что ϵ_0 существенно меньше $\langle \bar{\epsilon}_b \rangle$, имеем:

$$\frac{n_0(1)}{n_0(2)} = \frac{\langle n_b(1) \rangle}{\langle n_b(2) \rangle} \left(\frac{\bar{\epsilon}_2}{\bar{\epsilon}_1} \right)^{3/2} \frac{1 - \frac{9}{10} \frac{\epsilon_0}{\bar{\epsilon}_1} + \frac{27}{56} \frac{\epsilon_0^2}{\bar{\epsilon}_1^2}}{1 - \frac{9}{10} \frac{\epsilon_0}{\bar{\epsilon}_2} + \frac{27}{56} \frac{\epsilon_0^2}{\bar{\epsilon}_2^2}}. \quad /28/$$

Индексам 1 и 2 отмечены величины, относящиеся к энергиям $E_p = 69$ и $E_p = 9,6$ ГэВ, соответственно. Подставляя в /28/ значения /3/ $\langle n_b(1) \rangle = 15,85$, $\langle n_b(2) \rangle = 22$, $\bar{\epsilon}_1 = 11,3$, $\bar{\epsilon}_2 = 18,7$ и $\epsilon_0 = 4$ МэВ, соответственно, получаем, что отношение равно: 1,76.

Наконец, об угловом распределении b -частиц. Эксперимент указывает, что оно почти изотропно: коэффициент анизотропии приближенно равен $\phi \approx 1,2 \pm 0,2$. Можно провести оценку этого коэффициента. Если число частиц, непосредственно взаимодействовавших с кластером и отдавших свою энергию на возбуждение ядра-остатка, равно $n = \Delta E_b / \langle \epsilon_g \rangle$, то переданный ему импульс в продольном направлении $Q_{11} \approx n \langle q_{11} \rangle \approx \langle q \rangle \cos \theta_{1/2}^{(g)}$. Масса остатка $\approx 70m$. Отсюда скорость в продольном направлении

$$v_{11} \approx \Delta E_b \langle q \rangle \cos \theta_{1/2}^{(g)} / (70m \langle \epsilon_g \rangle). \quad /29/$$

Средняя скорость b -частиц $\bar{v} \approx \sqrt{2} \langle \epsilon_b \rangle / m$. Тогда коэффициент анизотропии $\phi \approx (\pi/2 + \psi) / (\pi/2 - \psi)$, где $\psi = \arcsin(v_{11}/\bar{v})$. При $E_p = 9,6$ ГэВ $\psi \approx 0,15$, а $\phi \approx 1,3$. Следовательно, и этот параметр не противоречит эксперименту.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенная картина процесса полного разрушения ядра релятивистским нуклоном оказывается в состоянии объяснить все его основные черты. Она основана на представлении о реализации кластерных состояний адронного вещества в акте множественного рождения. Поэтому результаты данной работы можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу гипотезы возникновения адронных кластеров.

Авторы признательны А.М.Балдину, Е.Л.Фейнбергу, а также участникам семинаров в ЛТФ ОИЯИ и теоретического отдела ФИАН за детальную дискуссию и критические замечания.

Литература

1. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Препринт ОИЯИ, P2-7869, Дубна, 1974.
2. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин, Препринт ОИЯИ P2-7870, Дубна, 1974.
3. К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов. Препринт ОИЯИ P1-6897, Дубна, 1973.
4. В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов. Препринт ОИЯИ, P4-7479, Дубна, 1973.
5. A.Dar, J.Vary. *Phys.Rev.*, D6, 2412, 1972.
6. З.В.Анзон, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР, ЭВЭ-8, 1973.
7. K.Gottfried. *Preprint*, TH 1735-CERN, 1973.
8. Л.Д.Ландау. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 17, 51, 1953.
9. A.Bohr. *Dan.Mat.Fys.Medd.*, 26, No. 14, 1952.
10. A.E.Glassgold et al. *Annals of Physics*, 6, 1, 1959.
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Механика сплошных сред*. Москва, 1953.
12. Е.Л.Фейнберг. *УФН*, 104, вып. 4, 539, 1971.
13. D.S.Chernavskii, I.M.Dremin, A.M.Dunaevskii, I.I.Royzen, E.I.Volkov. *Preprint FIAN*, No. 154, Moscow, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1974 года.