

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



K-172

R2 - 8760

#1/11/75
e

Б.Н.Калинкин, В.Б.Любимов, Д.Тувдендорж, А.В.Чербу,
В.Л.Шмонин

2835/2-75

О СВОЙСТВАХ "ЛИДИРУЮЩИХ АДРОНОВ",
ОБРАЗОВАННЫХ В ПРОЦЕССАХ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

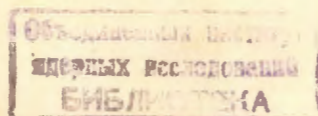
1975

P2 - 8760

Б.Н.Калинкин, В.Б.Любимов, Д.Тувдендорж, А.В.Чербу,
В.Л.Шмонин

О СВОЙСТВАХ "ЛИДИРУЮЩИХ АДРОНОВ",
ОБРАЗОВАННЫХ В ПРОЦЕССАХ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

Направлено в ЯФ



Калинкин Б.Н., Любимов В.Б., Тувдендорж Д.,
Чербу А.В., Шмониин В.Л.,

P2 - 8760

О свойствах "лидирующих адронов", образованных
в процессах множественного рождения

Проведено исследование взаимодействия жесткой части спектра адронов, рожденных во множественных процессах, с ядерными нуклонами. Выяснено, что это взаимодействие аномально мало; получены оценки его величины. Результаты подтверждают необходимость пространственно-временного описания процессов на основе составных моделей адронов.

Работа выполнена в ЛВЭ ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kalinkin B.N., Lyubimov V.B., Tuvdendorzh D., P2 - 8760
Cherbu A.V., Shmonin V.P.

On the Properties of "Leading" Hadrons
Produced in Multiple Production Processes

The interaction of a hard part of the spectrum of hadrons, produced in multiple processes, with nucleons in nuclei has been investigated.

It is found out that this interaction is anomalously small, the estimates of its value have been obtained.

The results confirm the necessity of a space-time description of the processes using the composite hadron models.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. Введение

Для выяснения как структуры адронов, так и динамики сильного взаимодействия важное значение имеет исследование особенностей в поведении рожденных частиц. В первую очередь это относится к выявлению возможной зависимости их взаимодействия от времени. Поскольку сильное взаимодействие характеризуется пространственно-временными интервалами ядерного масштаба, то для извлечения требуемой информации следует рассматривать процессы перерасеяния рожденных в ядре адронов в последующих столкновениях с его нуклонами.

Уже неоднократно высказывалось предположение ¹⁻³, что, по-видимому, вслед за актом множественного рождения энергичные, "лидирующие адроны" взаимодействуют с нуклонами значительно слабее, чем это имеет место в нормальных (асимптотических по времени) условиях.

В данной работе мы кратко обсудим интересные факты, а также приведем оценки сечения этого взаимодействия, сделанные на основе анализа ряда данных, в том числе и полученных нами.

2. Об определении "лидирующий адрон"

Прежде всего уточним, что мы имеем в виду, применяя термин "лидирующий адрон".

На рис. 1 схематически представлена широко используемая картина столкновения двух адронов в системе центра инерции. Рис. 1а соответствует движению лоренц-сжатых адронов перед столкновением. На рис. 1б изобра-

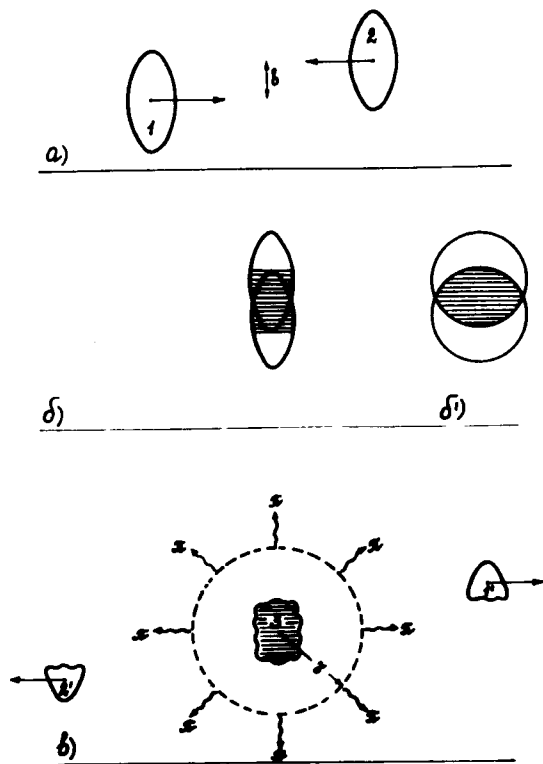


Рис. 1. Схема столкновения двух адронов в системе центра инерции.

жен акт взаимодействия. Заштрихованная часть их объемов в результате сильного взаимодействия тормозится, а высвобождаемая энергия затрачивается на рождение новых частиц. Пролетающие части адронов условно изображены "обрубленными" (рис. 1в), чтобы схематически отразить два возможных явления: во-первых, уменьшение эффективного объема, занимаемого адроном непосредственно вслед за актом взаимодействия и, во-вторых, утрату им (полную или частичную) собственного поля в результате мощной "встряски". Заторможенная часть "з" образует сложную сильновозбужденную систему кластерного типа, расширяющуюся с околосветовой скоростью, фактор

Лоренца, которой в лабораторной системе $\gamma \approx \gamma$ с.ц.и. Она является основным источником рожденных частиц ("пионизационная" часть спектра).

Динамика движения системы "з" в ядерном веществе была подробно исследована в работах [4,5], что позволило объяснить большой круг экспериментальных данных по адрон-ядерному взаимодействию.

Далее, согласно этой картине, продукты 1' и 2', являясь, вообще говоря, возбужденными, дают начало немногим частицам, наблюдаемым в областях фрагментации адронов налетающего и мишени соответственно.

Разумеется, картина, изображенная на рис. 1, является весьма грубой. Однако по своему духу она не противоречит следствиям, вытекающим из составных моделей протяженного адрона. Она представляет для нас интерес, поскольку позволяет уточнить понятие о "лидирующем адроне", а также поможет в дальнейшем (см. заключение) сделать важные качественные выводы.

Очевидно, что принимать в качестве "лидирующего адрона" (точнее, следовало бы говорить о лидирующей системе, так как он может оказаться источником не одной частицы) частицу, обладающую максимальным импульсом по сравнению с остальными, не совсем точно.

Действительно, в случае малой передачи энергии (малые значения коэффициента неупругости k), т.е. при небольших множественностях $n_s < \bar{n}_s$, мы имеем дело с периферическими столкновениями. Маловероятно, чтобы такие слабозбужденные адроны могли коренным образом изменить свои свойства. Периферические столкновения, по-видимому, не приводят к существенным изменениям размера области, занимаемой адроном ("обрубание" мало, см. рис. 1). Поэтому и сечение его взаимодействия с нуклоном в ядерном веществе должно быть близким к нормальной величине. Следовательно, выход частиц в адрон-ядерных взаимодействиях, обладающих импульсом порядка первичного, должен уменьшаться по сравнению с выходом в элементарном акте приблизительно как $A^{2/3}$. Данные работы [6] согласуются с таким заключением.

3. Зависимость средней множественности в адрон-ядерных взаимодействиях от энергии

Собственно множественное рождение происходит в среднем при $k \approx 0,4 - 0,5$ и более. Именно в этой области значений k и следует ожидать существенных изменений сечения неупругого взаимодействия системы $1'$ (рис. 1) с нуклоном. Схема процесса на рис. 1 подсказывает, что в этом случае как уменьшение геометрических размеров системы $1'$, так и эффекты "стряхивания" собственного поля адрона могут оказаться достаточно большими. Например, простые оценки наиболее вероятного поперечного размера системы $1'$ (вблизи $k \approx 0,4 - 0,5$) показывают, что он может уменьшиться вдвое. Этот эффект должен привести к уменьшению сечения неупругого взаимодействия "лидирующего адрона" с нуклоном $\tilde{\sigma}_{in}$ приблизительно вдвое по сравнению с обычным значением

$$\tilde{\sigma}_{in} \approx \frac{1}{2} \sigma_{in} \quad (1)$$

(в дальнейшем величины, характеризующие взаимодействие "лидирующего адрона" с нуклоном, будем снабжать значком " ~ " - тильда).

Итак, в этом случае возможные последствия для "лидирующего адрона" с физической точки зрения представляют наибольший интерес.

Поэтому примем в качестве "лидирующей" систему, образующуюся в среднем акте множественной генерации, уносящую около половины первоначальной энергии и распадающуюся на малое (по сравнению с пионизацией) число частиц.

Отсюда следует, что, изучая поведение "лидирующего адрона", необходимо рассматривать акты рождения, в которых одновременно происходит и активный процесс пионизации.

В разделах 3 и 4 мы кратко рассмотрим факты, свидетельствующие о малости величины $\tilde{\sigma}_{in}$. В разделах 5, 6 и 7 мы попытаемся получить оценку $(\tilde{\sigma}_{in})_{max}$.

Фактически проблема взаимодействия "лидирующего адрона" возникла давно. Было замечено, что простейшее и на первый взгляд очевидное предположение о способности "лидирующей" частицы вызывать в последующих столкновениях с нуклонами множественную генерацию с прежней интенсивностью, приводит к противоречию. Первые оценки зависимости от энергии средней множественности релятивистских частиц, рожденных в адрон-ядерных столкновениях, выполненные в 1954 г. /7/, дали слишком большую величину. При этом возможность появления адронов второго и т.д. поколений в ядерной среде не учитывалась. Такие же оценки и с тем же результатом проведены недавно /8/.

На рис. 2. сравниваются экспериментальные данные

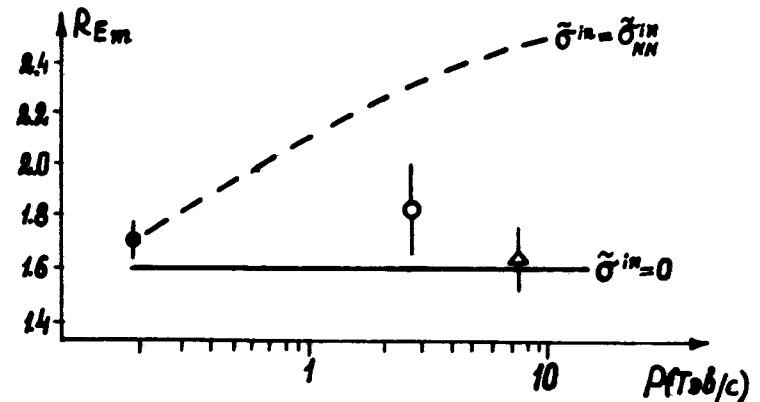


Рис. 2. Отношение $R_{Em} = \langle n_s \rangle_{pA} / \langle n_s \rangle_{pp}$ в функции от энергии (плавные кривые - см. текст, раздел 3).

с этими расчетами. Они предсказывают рост отношения $R_{Em} = \langle n_s \rangle_{pA} / \langle n_s \rangle_{pp}$ средних множественностей для ядер фотоэмульсии и в p-p -столкновениях в зависимости от энергии. Экспериментальные данные явно не согласуются с таким поведением.

Сплошной линией даны результаты /4/, полученные в пределе $\tilde{\sigma}_{in} \rightarrow 0$.

Сопоставление данных на рис. 2 свидетельствует о малости $\tilde{\sigma}_{in}$.

4. Поведение $D^2/\langle n \rangle^2$ в зависимости от n_h

Другим очень интересным результатом анализа экспериментов по облучению фотоэмульсии протонами $E_p = 200$ ГэВ являются данные о зависимости величины $D^2/\langle n \rangle^2$ ($D^2 = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle$, D - дисперсия) от числа медленных частиц n_h (рис. 3). Эта величина в пределах

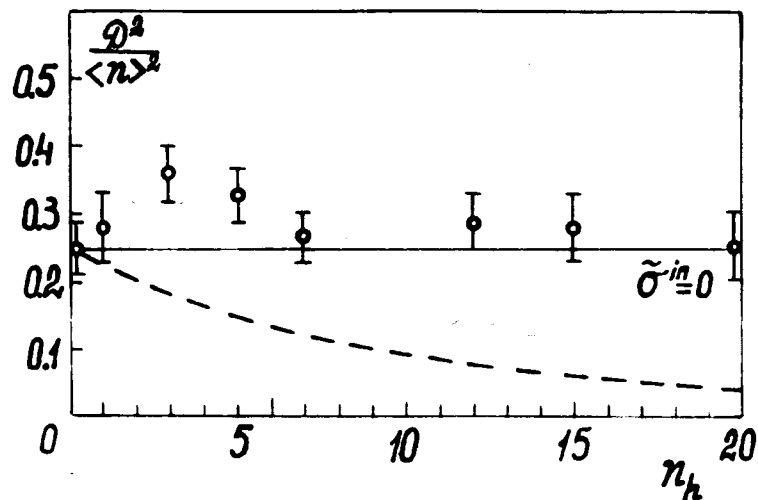


Рис. 3. Зависимость величины $D^2/\langle n \rangle^2$ от числа медленных частиц (n_h) для взаимодействия протонов с $E_p = 200$ ГэВ в фотоэмульсии (плавные кривые - см. текст, раздел 4).

экспериментальных ошибок остается постоянной. Как отмечалось в докладе /8/ на Лондонской конференции, такое поведение не согласуется с выводами, вытекающими из моделей каскадного типа, в которых процесс

описывается последовательностью независимых актов рождения. В этом случае $D^2/\langle n \rangle^2$ должна быть убывающей функцией от n_h . (Кстати, модель Готтфрида /8/ также не согласуется с экспериментом; на рис. 3 соответствующие ей результаты представлены штрихованной кривой /9/).

Напротив, используя картину, развитую в /4,5/, можно показать, что при малых значениях $\tilde{\sigma}_{in} \rightarrow 0$ функция $D^2/\langle n \rangle^2 = \phi(n_h)$ стремится к константе $D_0^2/\langle n_0 \rangle^2$ (т.е. к своей величине в элементарном акте). Сплошная линия на рис. 3 соответствует пределу $\tilde{\sigma}_{in} = 0$.

Поведение величин, рассмотренных в п.п. 3 и 4 и связанных с качественно различными характеристиками процесса в адрон-ядерных взаимодействиях, определенно указывает на малость сечения $\tilde{\sigma}_{in}$.

5. Оценка $\tilde{\sigma}_{in}$ по данным о $\langle n_s \rangle - n_g$ корреляции в процессе $p + Ag, Br$ при $E_p \approx 70$ ГэВ

Начнем с оценки $\tilde{\sigma}_{in}$ по данным о множественном рождении на тяжелых ядрах фотоэмульсии. Для этой цели воспользуемся результатами измерения зависимости между средним числом релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ и числом n_g ядерных нуклонов, дающих серые следы, полученные при облучении фотоэмульсии протонами с $E_p = 70$ ГэВ /10/. Они приведены на рис. 4.

Результаты расчета $\langle n_s \rangle - n_g$ - корреляции, согласно /4,5/, полученные в предположении, что $\tilde{\sigma}_{in} = 0$, представлены сплошной кривой. Из хорошего соответствия между теорией и экспериментом следует, что $\tilde{\sigma}_{in}$ действительно, мало.

Для фактической оценки его величины будем основываться на двух соображениях.

Во-первых, наиболее выгодной ситуацией для извлечения данных о величине $\tilde{\sigma}_{in}$ являются случаи, когда процесс множественной генерации охватывает большую по длине область ядра. Тогда и значения $\langle n_s \rangle$ и n_g велики, так как они непосредственно связаны с большими

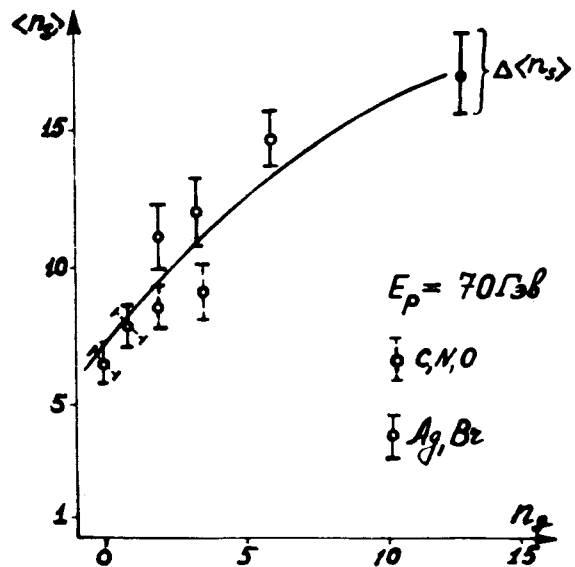


Рис. 4. Средние множественности $\langle n_s \rangle$ как функции числа "серых" следов n_g , плавная кривая рассчитана в предположении, что $\bar{\sigma}_{in} = 0$ (ядра фотоэмульсии, $P_p = 70 \text{ ГэВ/с}$).

пробегами кластера. Числа $n_g \approx 10-12$ реализуются при практически полном разрушении ядра, исследованном в работе [11]. Из теории этого явления [4], следует, что пробег кластера должен составлять величину порядка 8 ферми, т.е. почти равен диаметру ядра. Очевидно, такое же расстояние проходит в ядерном веществе и "лидирующий адрон".

Во-вторых, если допустить, что $\bar{\sigma}_{in} \neq 0$, то вызванный этим эффект не должен превосходить величины ошибки эксперимента в определении $\langle n_s \rangle$ при больших n_g .

Итак, примем, что среднее значение пробега "лидирующего адрона" равно $\bar{l} \approx 8 + 9$ ферми, а максимально возможная величина прироста числа $\langle n_s \rangle$, вызванного его взаимодействием, составляет $\Delta \langle n_s \rangle = 3$ (величина полной ошибки измерения $\langle n_s \rangle$ при $n_g = 13$).

Тогда

$$\Delta \langle n_s \rangle \approx \frac{2}{3} \frac{\langle E'_0 \rangle}{\langle \epsilon_\pi \rangle} W(\bar{\sigma}_{in}, \bar{l}), \quad (2)$$

где $\langle E'_0 \rangle$ - средняя энергия в с.п.и., выделяемая в канал мезообразования, $\langle \epsilon_\pi \rangle \approx 0,4+0,5 \text{ ГэВ}$ - средняя энергия π -мезонов в той же системе, а $W(\bar{\sigma}_{in}, \bar{l})$ - вероятность взаимодействия "лидирующего адрона" с нуклоном на пути \bar{l} :

$$W(\bar{\sigma}_{in}, \bar{l}) = 1 - \exp(-\bar{\sigma}_{in} \rho \bar{l}), \quad (3)$$

ρ - плотность ядерного вещества.

Полагая далее, что $\langle \bar{k} \rangle \approx \langle k_{\pi N} \rangle \approx 0,4$, т.е. среднее значение $\langle \bar{k} \rangle$ для взаимодействия "лидирующего адрона" приблизительно равно обычному значению, получаем для $\frac{2}{3} \langle E'_0 \rangle \approx 2,4 \text{ ГэВ}$. Если $\Delta \langle n \rangle \approx 3$, то отсюда:

$$W(\bar{\sigma}_{in}, \bar{l} \approx 8 \text{ ферми}) \approx 0,56 \quad (4)$$

и, следовательно,

$$\bar{\sigma}_{in} \approx 0,71 \text{ ферми}^2. \quad (5)$$

Таким образом,

$$\sigma_{NN}^{in} / \bar{\sigma}_{in} \approx 4,5, \quad (6)$$

сечение $\bar{\sigma}_{in}$ оказывается меньше "нормального" ($\sigma_{NN}^{in} \approx 3,2 \text{ ферми}^2$) в $\approx 4,5$ раза.

6. Данные по энергосодержанию в канал образования π^0 -мезонов и величина $\bar{\sigma}_{in}$

Оценим величину $\bar{\sigma}_{in}$ по данным об энергии, затрачиваемой на рождение π^0 -мезонов в процессе

$$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi \pi^0) + \dots \quad (7)$$

Эти данные получены нами путем измерения энергии γ -квантов от распада π^0 -мезонов в 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ. Для выделения $\pi^- {}^{12}\text{C}$ -взаимодействий и измерения энергии γ -квантов использовалась стандартная методика, применяемая для пропановых пузырьковых камер (см., например, /12/).

Предварительные оценки энергии, уносимой π^0 -мезонами, для $\pi^- {}^{12}\text{C}$ и $\pi^- p$ -взаимодействий показали, что она одна и та же с точностью до 5-7% /13/. Сам по себе этот факт свидетельствует о том, что возможные отличия, обусловленные взаимодействием "лидирующего адрона" в ядре ${}^{12}\text{C}$, невелики.

Однако для наших целей этого недостаточно. Необходимо сопоставить величину энергии $\langle \sum \epsilon_{\pi^0} \rangle$ с числом n_g выбитых из ядра медленных протонов. На рис. 5 даны результаты такого сопоставления. Мы видим, что зависимость $\langle \sum \epsilon_{\pi^0} \rangle$ от n_g практически отсутствует.

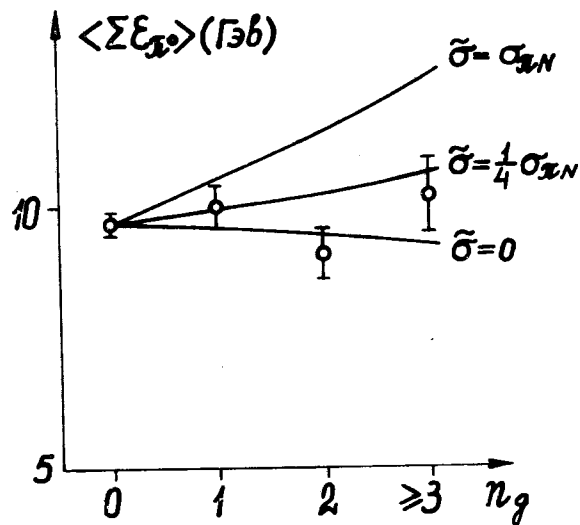


Рис. 5. Зависимость средней энергии, уносимой π^0 -мезонами, для $\pi^- {}^{12}\text{C}$ -взаимодействий ($p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с) от числа медленных протонов. Плавные кривые рассчитаны в разных предположениях о величине $\tilde{\sigma}_{in}$.

Для извлечения оценки $\tilde{\sigma}_{in}$ рассмотрим эти результаты более подробно.

Согласно картине, развитой в /4/, при $\tilde{\sigma}_{in} = 0$ полная энергия кластера с ростом числа n_g , а следовательно, и пробега $\bar{\ell}$, должна уменьшаться:

$$E_{кл}(\ell) = E_{кл}(0) - \Delta E_{кл}(\ell). \quad (8)$$

Функцию $\Delta E_{кл}(\ell)$ можно найти, решая систему уравнений, описывающих движения кластера в среде /4/. Для нашего случая находим, что при $n_g = 3$

$$\bar{\ell} \approx 3,5 \text{ ферми и } \Delta E \approx 1 \text{ ГэВ}. \quad (9)$$

Следовательно, при $n_g \geq 3$ суммарная энергия π^0 -мезонов должна быть

$$\begin{aligned} \langle \sum \epsilon_{\pi^0} \rangle_{\tilde{\sigma}_{in}=0, n_g \geq 3} &\approx \frac{1}{3} E_{кл}(0) + \Delta \langle \sum \epsilon_{\pi^0} \rangle_{\tilde{\sigma}_{in}=0} \\ &= \frac{1}{3} E_{кл}(0) - \frac{1}{3} \Delta E_{кл} \approx \frac{1}{3} E_{кл}(0) - 0,3 \text{ (ГэВ)}. \end{aligned} \quad (10)$$

На рис. 5 теоретическая кривая в области больших n_g для этого случая помечена индексом $\tilde{\sigma}_{in} = 0$.

Теперь учтем возможность взаимодействия "лидирующего адрона". Очевидно, его вклад должен приводить к увеличению энерговыделения в канал образования π^0 -мезонов. Путь этого адрона в веществе должен быть несколько больше, чем указано в (9). Это следует из условия $n_g > 3$, а также из наличия краевых эффектов, "возникающих" при рассмотрении движения кластера, имеющего конечные размеры в легком ядре. Отсюда:

$$\bar{\ell}(n_g \geq 3) \approx 5 \text{ ферми}. \quad (11)$$

В качестве ориентировочного для $\tilde{\sigma}_{in}$ примем соотношение, полученное в п. 5, $\tilde{\sigma}_{in} \approx \sigma_{\pi N}^{in} / 4$. Тогда для вероятности взаимодействия (см. (3))

$$\bar{W}(\tilde{\sigma}_{in} = \sigma_{\pi N}^{in} / 4, \bar{\ell} = 5 \text{ ферми}) \approx 0,3, \quad (12)$$

а для энергосыделения в канал образования π^0 -мезонов (при $\langle \tilde{k} \rangle \approx \langle k_{\pi N} \rangle \approx 0,5$)

$$\Delta \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle \tilde{\sigma}_{in} = \sigma_{\pi N}^{in} / 4 \approx 1 \text{ ГэВ.} \quad (13)$$

Отсюда полное изменение $\langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle$ для $n \geq 3$ в процессе (7) по отношению к $\langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle$ равно:

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{полн}} \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle &\approx \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle \frac{n-3}{n} - \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle \pi^{-p} = \\ &= \Delta \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle \tilde{\sigma}_{in} = \sigma_{\pi N}^{in} / 4 + \Delta \langle \Sigma \epsilon_{\pi^0} \rangle \tilde{\sigma}_{in} = 0 \approx 0,7 \text{ ГэВ.} \end{aligned} \quad (14)$$

На рис. 5 кривая с индексом $\tilde{\sigma}_{in} = \frac{1}{4} \sigma_{\pi N}^{in}$ соответствует этим результатам. Она не противоречит экспериментальным данным. Напротив, если положить $\tilde{\sigma}_{in} = \sigma_{\pi N}^{in}$, согласие отсутствует (см. рис. 5).

Таким образом, оба способа оценки, основанные на изучении поведения разных характеристик - корреляции по числу частиц (п. 5) и средней энергии π^0 -мезонов, - приводят к одному и тому же результату:

$$\tilde{\sigma}_{in} < \frac{1}{4} \sigma_{\pi N}^{in}. \quad (15)$$

Однако оба указанных метода обладают недостатком: отыскивается малый эффект на фоне основного числа частиц или основной доли энергии, которые не определяются взаимодействием "лидирующего адрона".

7. Поведение спектра γ -квантов и оценка $\tilde{\sigma}_{in}$

Для дальнейшего уточнения величины $\tilde{\sigma}_{in}$ желательно выделить энергетические интервалы, в которые основной вклад вносили продукты распада кластера или "лидирующего адрона" по отдельности.

Используем следующие соображения.

Распределение по импульсам π -мезонов - продуктов распада кластера в системе его покоя - можно описать функцией /14/

$$w(p) = A p^{3/2} e^{-p/a}.$$

A - нормировочный множитель, а $a \approx 0,92 \mu_{\pi} c^2$. Тогда $\Delta(p_{min})$ - долю π^0 -мезонов, имеющих импульс $p \geq p_{min}$, можно выразить соотношением

$$\Delta(p_{min}) \approx \int_{p_{min}}^{\infty} p^{3/2} e^{-p/a} dp / \int_0^{\infty} p^{3/2} e^{-p/a} dp.$$

Потребовав, чтобы $\Delta(p_{min})$ была определенным малым числом, можно оценить p_{min} , а затем и энергии $(\epsilon_{\pi^0})_{\text{лаб}}$, E_{γ} , соответствующие этому значению. Сделанные оценки показали, что γ -кванты с энергией $E_{\gamma} < 5$ ГэВ связаны в основном с π^0 -мезонами от распада кластера. Следовательно, изменение числа этих γ -квантов в зависимости от числа медленных нуклонов должно обнаруживать закономерность поведения кластерной системы, движущейся в ядерном веществе. Именно с ростом n_g , т.е. пробега кластера, его масса растет, что приводит к увеличению числа образующихся π^0 -мезонов, а, значит, и γ -квантов.

Сравнение результатов измерения числа γ -квантов в интервале $E_{\gamma} < 5$ ГэВ как функции числа n_g с теоретическими расчетами (аналогичными выполненным в /5/) подтверждает это ожидание. Иллюстрирует ситуацию рис. 6.

Перейдем теперь к поведению спектра γ -квантов, обусловленных распадом "лидирующего адрона". Очевидно, их число значительно меньше и попадать они будут в обе части спектра. Однако при $E_{\gamma} \geq 5$ ГэВ они должны играть основную роль.

Измерение числа γ -квантов с $E_{\gamma} \geq 5$ ГэВ в зависимости от n_g приводит к результатам, представленным на рис. 7. Сразу видно отличие в поведении $n_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 5 \text{ ГэВ})$

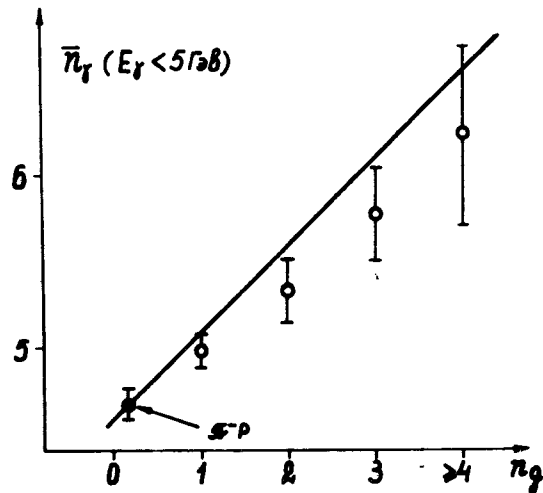


Рис. 6. Среднее число γ -квантов с $E_\gamma < 5$ ГэВ в функции числа медленных протонов ($\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействия при $p = 40$ ГэВ/с). Сплошная линия рассчитана в предположении, что $\tilde{\sigma}_{in} = 0^{1/5}$.

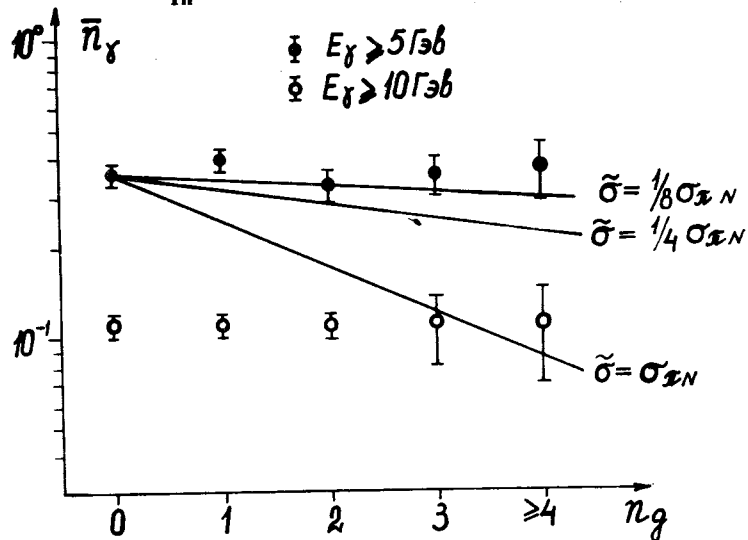


Рис. 7. Среднее число γ -квантов с $E_\gamma \geq 5$ ГэВ и с $E_\gamma \geq 10$ ГэВ в функции числа медленных протонов ($\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействия при $p = 40$ ГэВ/с). Плавные кривые рассчитаны в разных предположениях о величине $\tilde{\sigma}_{in}$.

от $n_\gamma (E_\gamma < 5 \text{ ГэВ})$: в пределах ошибок точки $n_\gamma (E_\gamma > 5 \text{ ГэВ})$ для разных n_g находятся на одном уровне.

Влияние "хвоста" распределения от ионизации, скорее всего, отсутствует. Во-первых, $n_\gamma (E_\gamma \geq 5 \text{ ГэВ}) / n_\gamma (E_\gamma < 5 \text{ ГэВ}) \approx 10^{-1}$, а граница $E_\gamma = 5 \text{ ГэВ}$ выбрана нами таким образом, чтобы вклад "хвоста" не превышал 10^{-2} . Во-вторых, если бы он все же давал вклад, то, как показывают несложные расчеты, $n_\gamma (E_\gamma \geq 5 \text{ ГэВ})$ являлась бы падающей функцией от n_g .

Отметим, что часть спектра $n_\gamma (E_\gamma \geq 10 \text{ ГэВ})$ в зависимости от n_g ведет себя качественно аналогично $n_\gamma (E_\gamma \geq 5 \text{ ГэВ})$. Отличие лишь в том, что $n_\gamma (E_\gamma \geq 10 \text{ ГэВ})$ значительно меньше, а экспериментальные ошибки — больше.

Оценку $\tilde{\sigma}_{in}$ можно получить, исходя из самых простых соображений. Очевидно, что если акт взаимодействия произойдет, то в среднем энергия γ -квантов от распада рожденных в нем π^0 -мезонов попадает в интервал $E_\gamma < 5 \text{ ГэВ}$. Следовательно, вероятность того, что "лидирующий адрон" покинет ядро, не испытав взаимодействия, можно представить в виде известного соотношения

$$\bar{W} \approx e^{-\tilde{\sigma} \rho \bar{l}} \quad (16)$$

Ход функции \bar{W} , нормированной к точке $n = 0$, при разных значениях $\tilde{\sigma}_{in}$ и $\bar{l} = 5$ ферми показан на этом же рис. 7. Из сравнения с экспериментом можно заключить, что

$$(\tilde{\sigma}_{in})_{\max} \lesssim \frac{1}{8} \sigma_{\pi N}^{in}, \quad (x)$$

т.е. значение $\tilde{\sigma}_{in}$ оказывается еще меньше.

Заключение

Мы попытались извлечь информацию о величине $\tilde{\sigma}_{in}$, характеризующей интенсивность взаимодействия жесткой части адронов, возникающих в процессе множественного

рождения, с ядерными нуклонами, и таким образом непосредственно проверить предположение, сформулированное ранее в виде гипотезы.

Сопоставление ряда фактов, а также приведенные оценки позволяют сделать следующие выводы:

- во-первых, величина $\tilde{\sigma}_{in}$, действительно, мала;
- во-вторых, степень малости $\tilde{\sigma}_{in}$ по сравнению с "нормальным" значением $\tilde{\sigma}_{in}$ столь значительная, $(\tilde{\sigma}_{in})_{max} < \frac{1}{4} \sigma_{in}$, что объяснить ее лишь конфигурационным "обрубанием" адрона нельзя (ср. (1)).

Возможно, этот эффект связан с утратой адроном собственного поля /2/.

На языке партонной модели /15/, такое поведение $\tilde{\sigma}_{in}$ качественно можно было бы объяснить малостью взаимодействия жестких партонных, составляющих "лидирующий адрон".

Важность обсуждаемых фактов для изучения динамики сильного взаимодействия очевидна. Поэтому необходимо продолжить исследование в этом направлении и получить более точные данные.

Авторы признательны А.М.Балдину, по инициативе которого была проведена данная работа, М.И.Соловьеву за поддержку, Л.А.Диденко за помощь в работе и сотрудникам группы ЛВЭ, занимающимся исследованием множественных процессов на снимках с двухметровой пропановой камеры, за многочисленные полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Т.Зацепин. Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 674 (1962).
2. Е.Л.Фейнберг. Сб. Проблемы теоретической физики (памяти И.Е.Тамма), М., Наука, 1972.
3. M. Miesowicz. Progress Element. Part. and Cosmic Ray Phys., 10, 103 (1971).
4. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Препринты ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974; ЯФ, 21, вып. 3, 628 (1975).

5. Т.Я.Иногамова, Б.Н.Калинкин, В.Б.Любимов, Д.Тувдендорж, В.Л.Шмонин. Препринт ОИЯИ, P1-8464, Дубна, 1974.
6. З.В.Анзон, И.Я.Часников. Труды ИФВЭ АН Каз.ССР, 2, 23, Алма-Ата (1974).
7. И.Л.Розенталь, Д.С.Чернавский. УФН, ЛШ, вып. 2, 185 (1954).
8. K.Gottfried. TH1735-CERN, 1973; Proc. V Int. Conf. High Energy Phys. Nucl. Struct., 79, Uppsala, Sweden (1973).
9. K.Zalewski. Proc. XVII Int. Conf. High Energy Phys., 1-93, London (1974).
10. K.M.Abdo, N.Dalkhazhav, R.A.Khoshmukhamedov, I.A.Salomov, G.S.Shabratova, K.D.Tolstov. JINR, E1-8021, Dubna, 1974.
11. К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов. Сообщение ОИЯИ, P1-6897, Дубна, 1973.
12. А.У.Абдурахимов и др. Препринт ОИЯИ, P1-6928, Дубна, 1973.
13. Н.Ангелов, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко и др. Препринт ОИЯИ, P1-8718, Дубна, 1975.
14. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, вып. 4, 539 (1971).
15. В.Н.Грибов. Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1975 года.