

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԵ ՍՈՑԻԱԼԵ

ЕФИ—170(16)-(76)

507802641

Տ.Գ.ՄԱՏԻՆՅԱՆ

ՓԱՐՏՈՆՈ-ՐԵԴՋԵՎՍԿՈՅԵ ՕՍԻՏԱՆԻ ՆԵՍՊՐՈՒԿ
ՎՅԱԻՄՈԴԵՅՏՎԻՅ ԿՏԻՑԻՆ ՎՍՕԿԻՅ ԷՆԵՐԳԻՅ
Տ ԱՏՈՄՆԻՄԻ ՅԴՐԱՄԻ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-170(16)-(76)

С. Г. МАТИНЯН

**ПАРТОННО-РЕДЖЕВСКОЕ ОПИСАНИЕ НЕУПРУГИХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С АТОМНЫМИ
ЯДРАМИ**

**(Обзорный доклад, прочитанный на УП весеннем семинаре
по физике высоких энергий
Лейпциг, ГДР, 15-20. марта 1976 г.)**

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

І. В В Е Д Е Н И Е

Асимптотическая теория взаимодействия частиц с ядрами 17

В последние годы произошел существенный прогресс в наших представлениях и понимании взаимодействия быстрых частиц с ядрами.

Самым значительным итогом деятельности, которую я в этом докладе постараюсь осветить, является, на наш взгляд, отказ от долго бытующего взгляда на проблему взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях как на "второсортную", где имеется много "грязи" от незнания нами точных ядерных состояний и их свойств. Более того, сейчас становится ясным, что изучение взаимодействия частиц с ядром может представить нам уникальную информацию о пространственно-временном развитии неупругих процессов. Успех реджевского описания элементарного акта как в упругом и полном, так и в инклюзивных сечениях, несомненно, поставил задачу о переносе соответствующих представлений на процессы взаимодействий частиц с ядрами. В частности, уже давно (1962 г.), в этой связи привлек к себе внимание такой важный атрибут реджевской схемы, получив-

ший экспериментальное подтверждение, как рост радиуса взаимодействия адронов с энергией, с точки зрения возможного изменения зависимости сечений взаимодействия адронов с ядрами от атомного номера A . В работах [2,3], в частности, отмечалось, что при недостижимых асимптотических энергиях, когда

$$\xi = \hbar m^2 / m^2 > R^2 m^2 \quad (m - \text{масса нуклона, } s' -$$

- квадрат энергии в с.ц.м., R - радиус ядра), должен иметь место переход от обычной зависимости $\sigma_{tA} \sim A^{2/3} R^2$ к $\sigma_{tA} \sim A \sim R^3$.

В основе аргументации этих работ лежало представление об экранировании нуклонов ядра, связанном с упругими перерассеяниями падающей частицы на ядерных нуклонах. Как известно, такие перерассеяния прекрасно описываются глауберовской теорией, и если энергии таковы, что $\xi \ll (Rm)^2$, в этой схеме мы получим обычную зависимость $\sigma_{tA} \sim A^{2/3}$. Однако, если $\xi > (Rm)^2$, то в этом, практически недостижимом, пределе, в связи с тем, что имеет место реджевское сокращение дифракционного конуса поправки на упругое глауберовское экранирование будут убывать логарифмически с энергией и при постоянном (или непадающем) полном сечении элементарного NN - взаимодействия это должно приводить к закону

$$\sigma_{tA} \sim A.$$

Существенный шаг в этом вопросе был сделан в 1969 году В.Н.Грибовым [4], обратившим внимание на роль упругих перерассеяний в аргументации работ [2,3]. Он учел релятивистский характер взаимодействия частиц с ядрами. При крайне высоких энергиях всегда можно обеспечить, чтобы при рождении частиц в процессах перерассеяния необходимые переланные импульсы

были настолько малы, что ядро не развалится.

Учитывая, с другой стороны, что при высоких энергиях постоянный (или непадающий) вклад в полное сечение обеспечивается неупругими процессами, приходим к выводу, что именно неупругие перерасеяния должны приводить к экранированию, не убывающему с энергией, а стало быть, и к невыполнению закона $\sigma_{tA} \sim A$, который мог следовать из представления о растущих с энергией средних прицельных параметрах.

Мы хотим подчеркнуть, что хотя предел $\xi \gg (R_m)^2$ для всех ядер, кроме легчайших, практически недостижим, обращение к нему, несомненно, способствовало нашему пониманию о роли перерасеяний в ядре.

В этом пределе особенно ясно видно, что при высоких энергиях существенными становятся взаимодействия налетающего адрона с многими нуклонами ядра одновременно. В самом деле, если в этом пределе взаимодействия носили бы двухчастичный характер, то мы имели бы закон $\sigma_{tA} \sim A$. Отличие от него, в частности, переход к закону $\sigma_{tA} \sim A^{2/3}$, получается, как и в картине Глаубера, за счет многократных перерасеяний на нуклонах ядра (лучше говорить не о многократных перерасеяниях, а о взаимодействии налетающего адрона с многими нуклонами ядра). Эти перерасеяния, как мы видели, должны быть неупругими, чтобы давали неубывающий вклад и приводили к отклонению от закона $\sigma_{tA} \sim A$.

С другой стороны, диаграммы типа обычных неусиленных ветвлений, которые мы привыкли рассматривать при обсуждении реджевской картины применительно к NN - взаимодействиям, будут давать в перерасеяние убывающий вклад (см. рис. I) в

пределе $\xi \gg (r_0 m)^2$, где r_0 - "радиус" падающей частицы-адрона. Таким образом, мы приходим к следующим реджевским диаграммам для полного сечения, определяющим неубывающую неупругую экранировку при взаимодействии налетающего адрона с ядром. (рис.2) для $\xi \gg (R_m)^2$. Это - так называемые усиленные диаграммы реджеонной диаграммной техники (р.д.т.), которые часто встречаются при анализе NN - взаимодействия на базе реджевской схемы.

Именно такие диаграммы и вошли в асимптотическую теорию взаимодействия адронов с атомными ядрами, развитую О.В.Канчели и автором в 1969 г. [1]. В этой работе построена р.д.т. для описания взаимодействия адронов высоких энергий с ядрами и показано, что в пределе $\xi \gg (R_m)^2 \ll A$ не станет пропорциональным A , как это ожидалось в [1,2], а близко в $\sim A^{2/3}$.

Соображения, развитые в [1,2], приводят к очень важному следствию о том, что ядро представляет собой важный инструмент для изучения роли реджевских ветвлений, ибо эти ветвления играют особенно важную роль при взаимодействии с ядром быстрой частицы.

Это можно понять, воспользовавшись пространственно-временной картиной, лежащей в основе реджевского описания, по сути дела, являющегося партонным (или мультипериферическим) по своей природе [5].

Адрон всегда сопровождает флюктуирующее облако виртуальных частиц размерами $1/\mu_{\pi} \approx 10^{-13}$ см в системе его покоя.

Время этой флюктуации оценивается соотношением неопределенности. Если частица движется быстро, то "растягивается" (для покоящегося наблюдателя) даже очень короткие ($\Delta t \sim 1/m$)

флюктуации: $\Delta T \sim \frac{1}{\mu\pi} E/\Delta E$, где ΔE — разность энергии флюктуации и энергии покоя частицы. Другими словами, даже очень большая флюктуация ($\Delta E \sim \Gamma$) может существовать довольно долго в масштабе ядерного времени. Поэтому при высоких энергиях мишень взаимодействует фактически не с самой налетающей быстрой частицей, а с одной из виртуальных частиц, сопровождающих ее.

Естественно считать, что это — частица малой энергии (сечение взаимодействия быстрых голых частиц, каковыми являются частицы флюктуации, мало ($\approx 1/5$), а сечение взаимодействия медленных частиц $\sigma \sim 1/\mu\pi^2$). Если считать, что флюктуация происходит так, что переданные импульсы от частицы к частице при развитии флюктуации малы ($\lesssim m^2$), а энергии пар соседних частиц при этом тоже невелики ($\approx m^2$), то мы приходим к так называемой мультипериферической лесенке, в которой максимальное число частиц n , определенное из условия, что "последние" частицы имеют энергии порядка m , равно $\approx \ln E/m = \xi$.

Если принять то, что было сказано о выгодности взаимодействия через медленные частицы, то всегда будет выгодно испустить лесенку из $n \approx \ln E/m$ частиц. Как хорошо известно, поперечные размеры этой флюктуации порядка $\rho \sim \sqrt{n} \approx \sqrt{\alpha' \ln E/m}$ (продольные расстояния в лесенке, конечно, пропорциональны E , и это очень важно, см. ниже).

С точки зрения мишени налетающая частица представляет собой диск радиуса $\rho \approx \sqrt{\alpha' \ln E/m}$, в котором имеется, по крайней мере, одна медленная частица.

Теперь ясно, почему диаграмма рис.1 мала по сравнению с диаграммой рис.2 в режиме $\xi \gg (R_m)^2$. Это легче всего

видеть в системе покоя налетающей частицы: лестницы, испущенные $\nu \sim R$ нуклонами ядра, должны разместиться в поперечнике адрона размером $1/\mu_{\pi}$, тогда как диаграмме рис.2 соответствует полное слияние этих мультипериферических или партонных лесенок в одну, которая легко "размещается" в поперечнике частицы. На самом деле, как мы увидим ниже, Канчели показал [6], что это слияние становится существенным уже при реальных энергиях, а в рассматриваемом здесь пределе все A лестниц ядра слились в одну. Более того, мы увидим, что если последовательно проводить эту идею, то партонная модель приводит к сечению на ядре, равному сечению NN -взаимодействия. Прежде, чем переходить к реальным энергиям, что является основным содержанием данного обзора, отметим, что описанная картина взаимодействия адронов с ядрами при $\xi \gg (Rm)^2$ для полных сечений, соответствующая диаграмме рис.2, приводит к ряду следствий. Во-первых, аналогичная картина слияния реджеонов в один реджеон имеет место для взаимодействия ядра с ядром при $\xi \gg (Rm)^2$, которое описывается диаграммой на рис.3.

Можно получить определенные следствия и о неупругих процессах. В частности, как видно из рис.2, быстрые частицы рождаются в основном вне ядра (ср. ниже, п.2), несмотря на упругие перераспределения.

Это означает, что инклюзивные спектры таких частиц совпадают с инклюзивными спектрами быстрых частиц в NN -столкновениях (частицы переднего конуса). Множественность таких частиц стремится к множественности на ауклоне

$$\langle n \rangle_A / \langle n \rangle_N \approx 1 + Rm / \sqrt{\xi}$$

Мы увидим ниже, что эти следствия наступают еще раньше.

§ 2. Реальные энергии [6]

В 1973 г. О.В.Канчели [6] распространил изложенные выше идеи на реально достижимые энергии. Его аргументация основана на реджеонном описании инклюзивных сечений и использует правила "разрезания" реджеонных диаграмм, сформулированных в известной работе В.А.Абрамовского, В.Н.Грибова и О.В.Канчели [7].

Можно использовать (как он и сделал) другой, вполне адекватный язык партонно-мультипериферической модели [8,5], являющейся в какой-то степени микроскопическим обоснованием р.д.т.

Мы сейчас так и поступим.

Основой рассмотрения О.В.Канчели является фундаментальный факт, что существенные продольные расстояния в сильных взаимодействиях растут линейно с энергией. Этот факт можно считать установленным в глубоком электророждении, как это следует из анализа опытных данных [9].

В партонной модели рост продольных расстояний вполне естествен. Мы уже говорили, что быстро движущийся адрон с энергией E представляется в виде совокупности точечных частиц (партонов) с ограниченными поперечными импульсами; только медленные партоны взаимодействуют друг с другом и с мишенью.

Адроны диссоциируют на партоны через мультипериферический механизм, спектр этих партонов dE/E , в поперечной движению плоскости партоны с энергией E распределены в диске радиуса $\approx \frac{1}{m} \sqrt{p_{\perp} E/E}$.

Время, необходимое адрону для диссоциации до медленных партонов (соответствующее продольное расстояние), $E/\mu M$, где M - некоторая масса порядка 1 Гэв, μ - масса налетающего адрона. Каждый партон с энергией ϵ тоже взаимодействует с нуклоном из ядра за время $\sim \epsilon/\mu M$. За это время остальные партоны (частицы) из лесенки становятся свободными частицами с тем же спектром и могут дальше взаимодействовать с ядром (если, конечно, расстояние, пройденное ими, не превысит размеры ядра R).

Отсюда сразу следует, что у вторичных частиц, энергия которых $\geq RM\mu$, не хватит времени, чтобы диссоциировать до медленных партонов при прохождении около ядра, а, стало быть, они пройдут через него без взаимодействия. Иными словами, инклюзивный спектр таких частиц совпадает с инклюзивным спектром аналогичных частиц в NN -столкновении, что подтверждается экспериментом.¹⁾

Каков спектр основной массы частиц, которые уносят большую долю энергии первичного адрона ($E < RM\mu$) ?

Здесь существенно явление слияния партонных флуктуаций (соответствующее слиянию реджеонов, о котором шла речь в п.1), которое, как показал О.В.Канчели, начинается при реаль-

1) Это почти тривиальное следствие партонно-мультипериферической картины сильного взаимодействия (которое, конечно, получено и в реджевской схеме и которое полностью реализовывалось в рассмотренном в п.1 пределе $\xi \gg (R\mu)^2$) соответствует образу "пассивного" адрона, не успевшего одеть свою "ободранную" в первом неупругом столкновении мезонную "шубу" (Е.Л.Фейнберг [10]) (см., однако, сноску на стр. 12)

ных энергиях.

Рассмотрим процесс столкновения адрона с ядром в антилабораторной системе, где адрон покоится, и будем считать ядро состоящим из A нуклонов со средним расстоянием $z \sim 1/\mu_\pi$. Ядро имеет энергию AE . Каждый из нуклонов ядро может испустить флюктуацию-лесенку. Если расстояние между этими нуклонами в покоящемся ядре (x_z, x_\perp) , то ясно, что при энергиях, удовлетворяющих условию

$$\alpha' \ln E/m \gtrsim 1/\mu_\pi^2, \quad (1)$$

начнут поперечно перекрываться испущенные каждым нуклоном лесенки.

Еще раньше, при условии

$$E/m\mu_\pi \gtrsim x_z \quad (2)$$

начнется перекрытие флюктуаций вдоль продольного направления (ось z). Таким образом, при достаточно большой энергии партонные флюктуации начинают пространственно перекрываться, а, стало быть, возникает конечная вероятность их слияния друг с другом. С дальнейшим ростом энергии E эти гребенки сольются в одну [5]. Проследим за этим процессом детальнее.

При $E \sim Rm\mu_\pi$ лесенки от нуклонов, находящихся в трубках с поперечным сечением $\approx \sigma \approx 1/\mu_\pi^2$, начнут сливаться так, что возникнут группы продольно сливающихся лесенок - в каждой в среднем по $\gamma \approx A \frac{\sigma}{\sigma_{in}(A)} \sim A^{1/3}$ штук ($\sigma_{in}(A) \approx \pi R^2$). Медленные концы лесенок, которыми и взаимодействует ядро с адроном, располагаются в диске радиуса K и толщиной $1/\mu_\pi$. В дальнейшем сливается все большее число лесенок в поперечном направлении из-за

логарифмического роста реджевских радиусов и, соответствен-
но, уменьшается число медленных партонов, ибо в одной лесен-
ке имеется порядка единицы медленных партонов.

Полное сечение пропорционально R^2 и сверху стремится
логарифмически к $\approx \pi R^2$:

$$\sigma_{in}(A) \approx \frac{\pi R^2}{1 + 2\pi\alpha' \xi / \sigma} \quad (3)$$

Что происходит с инклюзивным спектром на ядре?

Как мы уже говорили, спектр частицы с энергией $E > Rm\mu_\pi$
не искажается. В части $m \ll E \ll Rm\mu_\pi$ ($E > Rm\mu_\pi$)
спектр возникает из-за столкновения группы из $\nu \sim A^{1/3}$
связанных лесенок с адроном, поэтому спектр на ядре будет
получаться из спектра на нуклоне умножением его на ν :

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_A (m \ll E \ll Rm\mu_\pi) = \nu \left(\frac{dn}{dy}\right)_N, \quad \frac{dn}{dy} = \sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{dy}, \quad (4)$$

$$y = \ln(E/\mu_\pi),$$

т.е. для инвариантной функции $F(A, p) \equiv \left(\frac{d\sigma}{dp}\right)_A$

будем иметь

$$F(A, p) = \nu \frac{\sigma_{in}(A)}{\sigma} f(p) = A f(p) \quad (5)$$

$$\left(f(p) = \left(\frac{d\sigma}{dp}\right)_N \right).$$

При $E \gg Rm\mu_\pi$ плотность частиц с $E < Rm\mu_\pi$
не зависит от E , так что мы приходим к предельной фрагмен-
тации ядра - независимость от E и типа налетающего адрона
характеристик передачи энергии ядру (возбуждение, каскад
и т.д.).

Для множественности на ядре частиц, соответствующих (4), (5) (мы ниже уточним этот результат), имеем:

$$\bar{n}_A = \nu \bar{n}_N \sim A^{1/3} \quad (6)$$

Отметим, что эти результаты соответствуют тому, что

$\nu \sim A^{1/3}$ нуклонов ядра одновременно взаимодействует с адроном. I) Здесь следует оговориться сразу, что эта пропорциональность ν , строго говоря, относится к плотности партонов, а не адронов, а прохождение партонов внутри ядра нарушает, в принципе, пропорциональность между спектром пар-

I) Слияние лесенок от разных нуклонов ядра очень наглядно в антилабораторной системе координат (ядро движется, а адрон покоится). Однако в лабораторной системе координат аналога этого слияния в партонной модели, о которой мы говорили, нет, и непонятно, как быстрый адрон одновременно взаимодействует с $\nu \sim A^{1/3}$ нуклонами ядра. В реджевской схеме, конечно, слияние носит инвариантный характер. Для того, чтобы устранить это несоответствие партонной схемы с реджевской можно, следуя Канчели [11], ввести представление об адроне как о длинной трубке с продольным размером $\sim E/m^2$ (а не диске с размером $\sim 1/m$). В этой картине при взаимодействии с протяженным объектом радиуса R при $E \gg Rm^2$ после первого взаимодействия налетающий адрон распадается на $\bar{n} \sim \ln E/m$ партонов, пролетающих мимо следующего нуклона.

Поток медленных партонов мимо него возрастает, так как новые медленные партонны появляются в тех областях "длинного адрона", которые не долетели до следующего нуклона. В результате, с вероятностью ~ 1 происходит взаимодействие со всеми компонентами протяженной мишени, что и представляет аналог слияния партонов в антилабораторной системе.

Отметим, что с этой точки зрения после первого столкновения адрон становится не "пассивным" [10], а скорее более активным, чем до столкновения. Представление о длинном адроне делает еще более важным когерентное взаимодействие адронов с ядром.

тонов и адронов (см. ниже). Поэтому для получения реальной картины инклюзивных спектров адронов реальных энергий надо рассмотреть, что происходит с партонами, распространяющимися в ядре, иначе говоря, проанализировать переходы партон-адрон в ядре с учетом их взаимодействий с ядерными нуклонами. Такая задача решена в нулевом приближении в прошлом году Н.И. Николаевым [12], и мы в п.3 остановимся на ней, сравнивая ее выводы с экспериментами.

Прежде чем переходить к этому, рассмотрим еще тот академический предел, с которого мы начали и который, по сути дела, привел к пониманию роли диаграмм типа рис.2. В этом пределе $\xi \gg (Rm)^2$ все A лесенок сливаются в одну, в ней всего порядка одной медленной частицы, и спектр и полное сечение взаимодействия адрона с ядром совпадают со спектром и полным сечением взаимодействия адрона с нуклоном (да и вообще, все сечения адронных взаимодействий стремятся к одному и тому же пределу).

Зависимость $F(A)$ от энергии имеет примерно вид, указанный на рис.4 ($y \equiv \ln s/\mu_{\pi}$ - быстрота наблюдаемой частицы) [6].

Сделаем еще одно замечание. Все вышеприведенные выводы можно получить более "строго" и на языке реджеонных диаграмм, используя важный вывод, основанный на правиле их разрезания^[7]: вклады померонных ветвлений в $f(P)$ взаимно сокращают друг друга, и для $x_f \approx 0$ ($x_f = 2P/\sqrt{s}$) в инклюзивное сечение дает вклад лишь диаграмма Канчели-Мюллера, рис.5.

Применительно к задаче взаимодействия адрона с ядром это означает, что при больших E выживает лишь вклад

диаграммы рис.6, где вершина расщепления померона в несколько померонов расположена ниже вершины $\psi(P_{\perp})$, соответствующей испусканию частицы, за которой мы наблюдаем.

При малых y ($< \ln R_m$) существенна лишь диаграмма рис.6, в которых померон не расщепляется, и мы приходим к (5) и (6).

В заключение этого раздела вновь подчеркнем, что все выводы, полученные на основе партонной картины, обязаны тому факту, что существенные продольные рассеяния в сильном взаимодействии растут как E - из-за этого обычная каскадная модель не работает и спектр быстрых частиц на ядре совпадает со спектром аналогичных частиц на нуклоне.

§ 3. Распространение партонно-адронной системы в ядре [12]

Рассмотрим, в соответствии со всем сказанным выше, картину каскадирования адрона до медленных партонов, взаимодействия их с ядром и переходов партонов в адроны в пределах ядра. Мы будем придерживаться здесь работы Н.Н.Николаева [12].

Пусть в первом акте столкновения падающего адрона рождается система партонов со спектром по быстроте $P(Y, y)$.

Y - быстрота падающего адрона, $y = \ln k/\mu_{\pi}$ - быстрота вторичных адронов, которые мы считаем пионами.

Партонны, как уже было сказано, могут взаимодействовать сильно с нуклонами ядра только в результате "каскадирования" до медленных частиц - за время

$$\tau \approx \kappa / M \mu = d e^{\gamma} \quad (7)$$

По прошествии такого времени партон может взаимодействовать с нуклонами ядра, т.е. стать обычным адроном.

Переход медленного партона в адрон происходит на последней стадии партонной диссоциации и длится время $\sim 1/M$, которое много меньше как полного времени жизни партона, так и времени, соответствующего длине взаимодействия в ядерной среде ($\tau_{int} \approx (2 \div 4) 1/\mu_{\pi}$) ($M \approx m$, [13] где m - масса нуклона). Эти соображения позволяют считать переход партона в адрон скачкообразным.

Очевидно, что этот переход носит статистический характер, что проявится, в частности, во флуктуации величины d в (7). Мы будем считать, что d постоянно от акта к акту; ясно, что существа задачи это предположение не затрагивает. Кроме того, будем считать, что развитие каскадов в ядре носит одномерный характер - в соответствии с малостью поперечных импульсов рожденных частиц по сравнению с продольными. Ядро рассмотрено простейшим образом - в виде однородной сферы с фермиевской ядерной плотностью. На рис. 7 показана схематически пространственно-временная картина развития этого партонно-адронного каскада. На рисунке пунктиром показано распространение партонов, сплошной линии соответствуют адроны, крестики на линиях обозначают переход партона в адрон.

Составим кинетические уравнения, описывающие в указанных выше приближениях распространение партонно-адронной системы

внутри ядра [12] .

Пусть $P(y; x, z)$ - инклюзивный спектр в точке x партонов, образованных в точке z . Учитывая (7), мы можем написать

$$P(y; x, z) = \theta(\exp^{z-(x-z)}) \varphi(y, z), \quad (8)$$

где $\varphi(y, z)$ - спектр партонов в точке z :

$$\varphi(y, z) = \delta(z) P(Y, y) + \lambda(z) \int_y^Y dy_1 P(y_1, y) H(y_1; z). \quad (9)$$

Первое слагаемое в правой части (9) соответствует партонам, рожденным в первом столкновении падающего адрона ($z=0$ - точка, в которой это столкновение имело место). Второе слагаемое отвечает образованию партонов из-за вторичных взаимодействий адронов с ядром ($\lambda(z) = \rho(z) b_{i, h, N}$, $\rho(z)$ - плотность ядерной материи), $H(y; z)$ - инклюзивный спектр адронов в точке z . Изменение $H(y; z)$ по x определяется поглощением адронной компоненты, задаваемым $\lambda(x)$, во вторичных неупругих взаимодействиях и числом партонов, перешедших в адроны в точке x :

$$\frac{\partial}{\partial x} H(y; x) = -\lambda(x) H(y; x) - \int_0^x dz (\frac{\partial}{\partial x} P(y; x, z)). \quad (10)$$

Подставляя (9) в (10) и несколько преобразуя, получим интегральное уравнение для инклюзивного спектра $H(y; x)$ адронов при заданном спектре партонов $P(Y, y)$:

$$H(y; x) = P(Y, y) \theta(x - de^y) \exp\left\{-\int_{de^y}^x \lambda(t) dt\right\} + \\ + \int_0^{x - de^y} d\varepsilon \lambda(\varepsilon) \exp\left\{-\int_{\varepsilon + de^y}^x \lambda(t) dt\right\} \int_y^Y dy_1 P(y_1, y) H(y_1; \varepsilon). \quad (II)$$

Реальный спектр адронов по y получится из $H(y; x)$, если учесть, что образование адронной фазы продолжается до расстояний $\approx de^y$ за ядром, до тех пор пока все партоны не перейдут в адроны:

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_{hA} = H(y; x \approx 2R + de^y). \quad (12)$$

Очевидно, в этих уравнениях необходимо также усреднить по всем возможным расположениям точек первого взаимодействия. Николаев [12] осуществляет это с помощью метода Монте-Карло.

Мы уже говорили в п.2, что имеет место предельная фрагментация ядра для $E \gg Rm\mu_A$.

Мерой его характеристики может служить величина

$$N_{int} = \int_{y_{min}}^Y dy \int_{-\infty}^{+\infty} dx \lambda(x) H(y; x),$$

дающая полное число взаимодействий с ядерной материей частиц с $y > y_{min}$. На языке тех, кто занимается фотоэмульсиями, она соответствует полному числу "черных" и "серых" треков. Ее зависимость от E даст информацию о приближении к режиму предельной фрагментации ядра.

Посмотрим, какие изменения в концепцию, развиваемую Канчели, вносит учет того факта, что спектр адронов отличается от спектра партонов при прохождении последних через ядро (второе слагаемое в (II)).

В работе [12] для $P(Y, y)$ взята следующая параметризация:

$$P(Y, y) = C(1 - e^{-\alpha y})(1 - e^{-\alpha(Y-y)}) \quad (13)$$

Параметр α связан с C с помощью правила сумм, основанного на законе сохранения энергии-импульса, $\int_0^Y dy e^{\alpha y} P(Y, y) = e^{\alpha Y}$ при больших Y : $\alpha = (C-1)^{-1}$. $\int_0^Y dy e^{\alpha y} P(Y, y) = e^{\alpha Y}$ взято равным неупругому сечению πN - взаимодействия.

Если (13) использовать в kN -столкновении, то $C_{kN} \approx 2,7$ (на основании данных по полной множественности). Если не учитывать резонансов, то в (13) можно $C = C_{kN}$. На деле $C < C_{kN}$ из-за вклада резонансов в инклюзивные спектры.

Что касается параметра α в (7), то его можно связать с теми значениями известной переменной $x = Q^2/2m\nu$ глубокого электророждения, при которых имеет место дифракционное рассеяние в электророждении: $\alpha \approx \frac{2x\alpha}{m}$. В партонной модели $\chi_\alpha \approx 0,03 \div 0,05$ (см. ниже, п.4). (Отметим, что такие малые χ_α соответствуют довольно большим значениям параметра M^2 в (7): $M^2 \geq (1 \div 2) m^2$. Это означает, что партон в нуклоне имеет довольно большой средний поперечный импульс $\approx 1,5$ Гэв: $M^2 \approx \mu_0^2 + \langle k_\perp^2 \rangle$; μ_0 - масса партона, что находится в соответствии с аргументами работы [14]).

В дальнейшем берется значение $\alpha = 0,07/m$, $C = 2,05$. При этом величина множественности, полученной на основании решения уравнения (II) (которое проведено в [12] на компьютере), должны умножаться на множитель $C_{kN}/C \approx 1,3$.

Обратимся к результатам, следующим из рассмотрения такой партонной картины [12].

Прежде всего приведем вычисленное из [12] отношение инклюзивных спектров по быстроте для адрон-ядерного и адрон-нуклонного столкновений

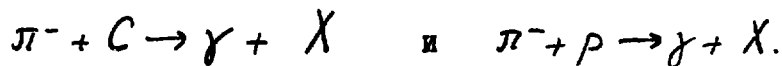
$$R_y \equiv (dN/dy)_{hA} / (dN/dy)_{hN}$$

На рис.8 приведена взятая из [12] зависимость R_y от продольного импульса вторичных K_L при различных энергиях падающего адрона ($A = 64$).

Для быстрых частиц видно, что $R_y = 1$, как это следует из предсказаний работы Канчели [6]. При этом этот предел достигается для быстрых частиц только при достаточно большой первичной энергии ($E \gtrsim 150$ Гэв).

Характерно присутствие всюду при больших E минимума. Происхождение этого минимума носит чисто кинематический характер и связано с уменьшением плотности менее энергичных частиц в промежуточной области высокой энергии в hA -взаимодействии по сравнению с hN -взаимодействием, ибо в первом случае такие вторичные частицы несут больший импульс, чем в hN -столкновении, а стало быть, их число уменьшается из-за закона сохранения трехмерного импульса.

На рис.9 вычисленное R_y [12] сравнивается с экспериментальными данными [15] по R_y , полученными на основании реакций



На рис.10 приведено сравнение R_y [12] с экспериментальными данными по множественному рождению с $E = 200$ Гэв в эмульсии [16]. Отметим, что здесь отложена по оси абсцисс величина

на $-\ell_n \operatorname{tg} \theta_L / 2$. Согласно представляется хорошим.

На следующем (рис. II) рисунке R_y [12] отложены как функция A для различных K_L при $E = 150$ Гэв. Экспериментальные данные взяты из работы [17], $26^\circ < \theta_L < 110^\circ$.

Из рисунка видно, что при больших $A^{1/3}$ имеет место насыщение кривых, что можно объяснить доминированием поглощения над рождением с ростом A . Закон $R_y \sim A^{1/3}$, предсказанный Канчели [6], имеет место очень приближенно и только для высоких энергий ($E \gtrsim 150$ Гэв) и медленных вторичных частиц ($K_L \lesssim 3 + 5$ Гэв). При меньших E кривые все раньше (при меньших $A^{1/3}$) начинают отклоняться от закона $R_y \sim A^{1/3}$.

На рис. 12 показана полная средняя множественность как функция энергии для различных ядер. Следует отметить, что до энергий 40–50 Гэв предсказанная в [12] множественность имеет 10+20%-ую неопределенность для тяжелых ядер. При очень больших энергиях спектр быстрых частиц универсален, поэтому наклоны всех кривых становятся идентичными (при $E \gtrsim 10^3$ Гэв).

Следующий рисунок (рис. 13) дает отношение множественностей ливневых частиц $R_A = \langle n \rangle_{AA} / \langle n \rangle_{AN}$ как функцию от энергии при разных A [12]. Видно, что $R_A < 1$ при малых E для тяжелых ядер (поглощение) и что пересечение кривых с прямой $R_A = 1$ происходит при более высоких энергиях для тяжелых ядер. Для $E \gtrsim 200 + 500$ Гэв R_A падает ($R_A \rightarrow 1$, начинает развиваться независимая от A универсальная часть жесткого спектра).

На рис. 14 теоретические кривые [12] типа рис. 13 сравниваются с экспериментальными данными (подробнее см. в [12]).

Видно, что теоретические кривые для R_A согласуются неплохо с опытом. Конечно, нужны более точные данные.

На рис. 15 приведено сравнение теоретической зависимости R_A от $A^{1/3}$ с экспериментальным ее ходом при $E = 100-175$ Гэв (работа [17]). Согласие хорошее. Видно насыщение при больших $A^{1/3}$.

Таким образом, можно сказать, что развитая в работах [6,12] картина взаимодействий адронов с ядрами при высоких энергиях находится в качественном и количественном согласии с экспериментом. Сюда надо отнести также уже хорошо известное совпадение распределения по рапидити (точнее по $-\ln \tan \theta_c/2$) для частиц переднего конуса, рожденных в hA -столкновении, с распределением быстрых частиц в hN -столкновении, обнаруженное экспериментально. Как мы видели, этот факт находит свое естественное объяснение в рассматриваемой картине.

Естественно поэтому рассмотреть эту концепцию применительно к другим явлениям взаимодействия частиц с атомными ядрами.

Ниже мы будем говорить об электро- и фоторождении на ядрах в рамках тех же представлений.

§ 4. Фоторождение и электророждение на ядрах [13,18]

Отмеченный выше факт слияния протонных лесенок имеет интересные следствия в отношении фото- и электророждения.

Рассмотрим процесс столкновения виртуального фотона с ядром в брейтовской системе (4 -импульс фотона $(0, 0, 0, -q_2)$, импульс каждого нуклона ядра $q_2/2x$, $x = Q^2/2m_N$, $Q^2 = q_2^2$). Взаимодействие происходит с партоним импульса $q_2/2$, сосредоточенном в области с продольными размерами $\Delta z \sim 2/q_2$. В рассматриваемой системе расстояние между нуклонами ядра

будет

$$\Delta z_{12} = z/\gamma = \frac{z}{\gamma} = \frac{2m\chi}{z_2} z$$

(γ - лоренц-фактор, z - межнуклонное расстояние в покоящемся ядре, $z \sim 1/\mu\pi$).

Отсюда следует, что партоны с импульсом $q_2/2$ от различных нуклонов будут иметь перекрывающиеся области локализации, если их χ меньше, чем $\chi_1 \approx \frac{1}{2m} \approx \mu\pi/m$. Это перекрытие должно быть достаточно сильным, чтобы в области перекрытия находилось более, чем по одному партону каждого из нуклонов.

Данные по электророждению показывают, что на один партон приходится, примерно, единичный интервал быстроты $v_n x$, так что при $x \leq x_0 \approx \frac{1}{3} \chi_1$, начнут сливаться партонные лесенки соседних нуклонов, расположенных на одной оси, параллельной движению частицы. При $x \leq x_0 A^{-1/3}$ начинается слияние всех $\nu_x \approx A^{1/3} R_{\perp}^2(x)/2z$ нуклонов ядра, помещенных в трубке с сечением $\approx \pi R_{\perp}^2(x)$ ($R_{\perp}(x)$ определяет наклон дифракционного конуса упругого рассеяния при энергии

$$E \approx \frac{m}{\chi}, \quad \theta(E) \approx R_{\perp}^2(x).$$

В результате слияния плотность партонов уменьшается в ν_x раз при $x \leq x_0 A^{-1/3}$, вместо того, чтобы быть $\approx A$. Окончательно получаем для полного сечения $\sigma_{TA} \sim A^{2/3}$. Очевиден дифракционный характер этого механизма перехода к закону $A^{2/3}$ для сечения взаимодействия реального и виртуального фотонов: условие $x \leq x_0 A^{-1/3}$ соответствует существенным во взаимодействии продольным расстояниям

$$\Delta z \approx \frac{v}{Q^2 + m^2} \approx \frac{v}{Q^2} \approx \frac{1}{m\chi}, \text{ превышающим радиус ядра:}$$

$$\frac{1}{m\chi} \geq R \quad (R = z_0 A^{1/3}).$$

(в x_0 мы узнаем χ_d , использованное в разделе 3), так что рассеяние адронов, в котором перешел виртуальный фотон, носит дифракционный характер, поглощение адронов имеет место на поверхности ядра и $\sigma_{\gamma^*A} \sim A^{2/3}$.

Итак, мы приходим к выводу, что для $\chi \leq \chi_d A^{-1/3}$ множественность в электророждении на ядре должна совпадать с множественностью в адрон-ядерном столкновении:

$\langle n \rangle_{\gamma^*A} \approx \langle n \rangle_{hA}$, $\chi \leq \frac{\chi_d}{A^{1/3}}$. Для реального фотона ($Q^2 = 0$) при $\frac{A^{1/3}}{\Delta z} = E_\gamma/m^2 > R$ мы имеем дифракцию виртуальных адронных состояний фотона на ядре, и в этих условиях взаимодействие фотона с ядром в смысле возникновения внутриядерного каскада аналогично взаимодействию адрона с ядром - партонные волновые функции фотона и адрона идентичны. В результате имеем для средних множественностей:

$$\langle n \rangle_{\gamma A} \approx \langle n \rangle_{hA} \approx \langle n \rangle_{\gamma^*A} \quad (\chi \leq \chi_d A^{-1/3}).$$

Подчеркнем еще раз, что полученные следствия вытекают из факта роста с энергией продольных расстояний, существенных во взаимодействии, в результате чего фотон (реальный или виртуальный) долгое время пребывает в адронном состоянии (время $\approx E_\gamma/m^2, v/(Q^2 + m^2)$). Это адронное состояние имеет те же свойства, что и адронное состояние, в которое переходит реальный падающий адрон. Иными словами, партонная волновая функция не зависит от массы виртуального фотона.

При $\chi \geq \chi_d A^{-1/3}$ $\Delta z < R$, и фотон-ядерное

столкновение носит некогерентный характер, в этой области нет экранирования, что качественно соответствует опытным данным. Здесь поглощение адронных состояний происходит не на поверхности ядра, а вдоль всего его диаметра. Поэтому эти две кинематические области будут отличаться в отношении множественности образованных вторичных частиц.

Важно иметь в виду, что эти две области определяются значением величины χ (а не Q^2), т.е. изменение множественности этих двух областей определяется различием в существенных продольных расстояниях Δz в дифракционной и некогерентной областях. Очевидно, что те же две области ($\Delta z \gtrsim R$) должны иметь место и для реального фотона (независимость гартонной волновой функции от Q^2).

Иными словами, должна иметь место следующая картина. При малых Q^2 (ν - фиксировано), когда $Q^2/2m\nu \lesssim \chi_d A^{-1/3}$ множественность не зависит от Q^2 ; увеличивая Q^2 , мы переходим из области дифракционного в область некогерентного рассеяния. В этой области будет наблюдаться некоторая зависимость от Q^2 , затем, когда $Q^2/2m\nu \gtrsim \chi_d A^{-1/3}$, $\Delta z < R$, снова множественность станет независимой от Q^2 (и отличной, вообще говоря, от множественности в первой области).

Очевидно, что рассуждения можно обратить - фиксировать Q^2 и менять ν - мы будем с ростом ν переходить из области малых продольных расстояний $\Delta z (< R)$ в область больших $\Delta z (> R)$. Как следует из [18], эти эффекты количественно должны быть заметны на уровне 30-40%. Эта возможность изменения продольных расстояний с помощью изменения Q^2 в электро (и нейтрино) - рождении без изменения энергии

столкновения представляется уникальной для проверки пространственно-временной структуры взаимодействия. В адрон-ядерных столкновениях для изменения продольных расстояний в отличие от лептон-ядерных столкновений приходится менять энергию ($\Delta Z \approx E/m^2$), а это меняет одновременно и другие характеристики взаимодействия падающего адрона с нуклонами ядра.

Слияние лесенок партонов приводит к очень интересному следствию для электророждения на ядрах [13]. Рассмотрим отношение:

$$R(x) = \frac{F_{\gamma A}(x)}{Z F_{\gamma p}(x) + (A-Z) F_{\gamma n}(x)}, \quad (13)$$

где $F(x)$ - структурные (скейлинговые) функции электророждения. В свете описанной здесь картины имеет место следующее поведение $R(x)$ (рис.16). Подавление $R(x)$ в области малых $x \leq x_0 A^{-1/3}$ связано со слиянием лесенок партонов от нескольких нуклонов в одну лесенку (экранировка). Превышение же над единицей (антиэкранирование) связано с тем, что в месте слияния двух лесенок импульсы партонов возрастают. В результате, из-за того, что сечение глубокого электророждения в модели партонов пропорционально их импульсу, оно в этой области ($\approx x_0$) должно заметно подскочить. Ширина этой области антиэкранировки при отсутствии дальних корреляций должна быть порядка радиуса коротких корреляций по быстроте.

Если весь импульс нуклонов переносится партонами, то закон сохранения импульса приводит к тому, что площади под кривой $R=1$ и над ней должны быть равны, так что

$$\int F_{g_A}(x) dx = Z \int F_{g_p}(x) dx + (A-Z) \int F_{g_n}(x) dx.$$

Это соотношение может нарушаться, если часть импульса нуклонов несут незаряженные глюоны и при слиянии лесенок происходит перераспределение импульса между партонами и глюонами. Рассуждения, приведенные в [13], показывают, что это правило сумм должно выполняться на уровне не хуже 1% в любой модели партонов.

Отметим, что наличие области антиэкранировки позволяет в принципе понять, почему в электророждении на ядрах дифракция не наблюдается экспериментально уже при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$, хотя она имеет место при $Q^2 \approx 0$ [19]. Это можно объяснить [13] как проявление перехода от экранировки при $Q^2 = 0$ к антиэкранировке при $Q^2 \gg m^2$. Конечно, здесь нужны более точные экспериментальные данные для окончательного вывода.

В принципе, если рассматриваемая картина справедлива, то при больших Q^2 следует ожидать превышения $B_{g_A} / A B_{g_N}$ над единицей.

В заключение этого раздела отметим, что слияние лесенок имеет место не только в области малых x (до сих пор мы говорили только о слиянии лесенок такими партонами, и эта область особенно интересна, как мы убедились). Сливаться могут "верхние" части лесенок, т.е. в области партонов с $x \approx 1$. Возможно, открытый в Дубне кумулятивный эффект на ядрах [20] связан со слиянием лесенок в своей быстрой части (см. [18]).

В соответствии с тем, что сказано в п.3, также следует, что при $E \approx \frac{m}{x_0} A^{1/3}$ в электророждении должна иметь место предельная фрагментация ядра, т.е. независимость характеристик ядерного каскада от E . Это дает возможность

оценить из опыта величину α_0 . Она порядка $0,1$ [13], что согласуется с оценками, которые использовались в п.3.

Наконец, отметим следующее обстоятельство, которое перекидывает мост между глубоконеупругими процессами на нуклонах и взаимодействием адронов высоких энергий с ядрами.

В первом случае с помощью глубоконеупругих процессов, в которых передается большой четырехмерный импульс, мы исследуем взаимодействие за очень короткие времена (или на малых расстояниях).

Столкновения адронов с ядрами позволяют достичь того же самого путем исследования чередующихся в продольном направлении столкновений.

Глубоконеупругие процессы на ядрах объединяют в себе обе эти уникальные возможности детального изучения пространственно-временной структуры взаимодействия.

§ 5. Некоторые качественные следствия учета ветвлений во взаимодействии адрона с ядрами

Мы уже видели, что при сверхвысоких энергиях ($E \gg R_m^2$ и даже $\xi \gg (R_m)^2$, $E \approx 10^{20}$ Гэв (?)) партонная волновая функция адрона состоит из одной мультипериферической партонной лестницы, универсальной для всех адронов (на реджевском языке это значит, что выживает эффективный вакуумный полюс).

При высоких, но реальных энергиях, ветвления (или многолестничные обмены) являются существенными - наряду с полюсом (или обменом одной партонной лестницей), и ядро как раз является, как мы видели, очень подходящим их анализатором.

Эффекты многолестничных обменов должны особенно усиливаться на ядрах.

В частности, учет ветвлений, в принципе, вносит изменения в ход $R_y = (dn/dy)_{hA} / (dn/dy)_{hN}$ в зависимости от K - импульса вторичного адрона (рис.8). В частности, если ограничимся для определенности рассмотрением двухреджеонных ветвлений, то в амплитуду рассеяния вперед на ядре дадут вклад два класса неупругих процессов. Первый - это когда образуются две мультипериферические лестницы (рис.17) [7]. Второй - когда рождается лестница на одном из нуклонов и имеет место дифракционное рассеяние на втором.

Этот последний класс поправок к обмену одним помероном приводит к уменьшению плотности вторичных частиц во всем интервале спектра $0 \leq K \leq p_0$ (p_0 - импульс падающего адрона).

Диаграммы первого класса удваивают плотность вторичных адронов в интервале спектра $0 \leq K \leq \approx p_0/3 \div p_0/2$. В общем случае имеется $\nu \sim A^{1/3}$ существенных многопомеронных обменов. В результате многолестничные обмены уменьшают плотность в самой быстрой части спектра. На рис.18 пунктирной линией показана модификация спектра рис.8 из-за многопомеронных обменов [21].

В связи с тем, что существенное число лестниц на ядре увеличивается ($\nu \sim A^{1/3}$ -раз), во столько же раз должно уменьшаться влияние короткодействующих корреляций между адронами из одной лестницы (с ростом числа лестниц уменьшается ($\sim 1/\nu$) вероятность того, что две частицы испускаются из одной гребенки).

Это означает, что всякого рода инклюзивные корреляции,

зависимости

$\langle n_{\pi^0} \rangle = f(n_{\pi^-})$, $\langle n_{\pi^+} \rangle = f_1(n_{\pi^-})$ и т.д. будут намного меньше искажаться корреляциями внутри гребенки и ограничениями, связанными с конечностью фазового объема. Поскольку при $n_{\pi^-} \gg \langle n_{\pi^-}^{(j)} \rangle$ (где $\langle n_{\pi^-}^{(j)} \rangle$ - среднее число π^- -мезонов в одной лестнице) среднее число лестниц j пропорционально n_{π^-} ($j = n_{\pi^-} / \langle n_{\pi^-}^{(j)} \rangle$), среднее число π^0 , которое пропорционально j , растет с увеличением n_{π^-} , и при высоких энергиях $\langle n_{\pi^0}(n_{\pi^-}) \rangle \approx n_{\pi^-}$ [22].

Такое же поведение ожидается и для K^- -мезонов:

$$\langle n_{K^0, K^-}(n_{\pi^-}) \rangle \approx \alpha n_{\pi^-}, \text{ где } \alpha = \frac{\langle n_{K^0, K^-} \rangle}{\langle n_{\pi^-} \rangle}.$$

Все эти зависимости должны проявляться более четко на ядрах.

Многопомеронные обмены приведут к увеличению дальнедействующей (положительной [23]) компоненты (ΔR) инклюзивной корреляции

$$R(y_1, y_2) = \frac{E_1 E_2}{\sigma_{in}} \frac{d^2 \sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} / \frac{E_1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} \frac{E_2}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_2} - 1.$$

Это приведет к уширению распределения по множественности заряженных частиц b_n по сравнению с NN -столкновением. Как мы видели, возрастание среднего числа лестниц на ядрах приводит к увеличению плотности рожденных частиц в интервале

$P_c \lesssim K \lesssim P_0/2$, а это, в свою очередь, даст возрастание корреляций между частицами из-за их тождественности (инклюзивное сечение рождения n тождественных частиц с близкими импульсами возрастает в $n!$ раз) (для этого надо отбирать пионы с малыми поперечными импульсами ($P_{\perp} \lesssim 150$ Мэв) (см. [23]).

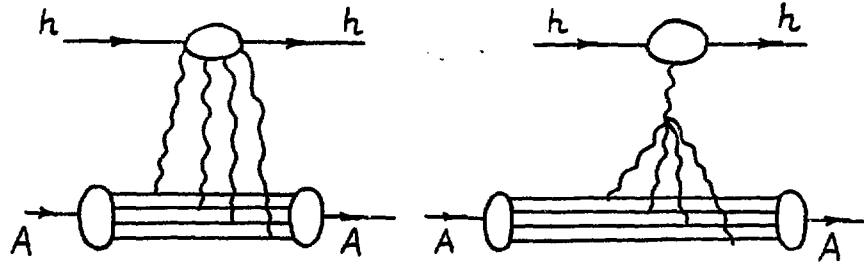


Рис.1

Рис.2

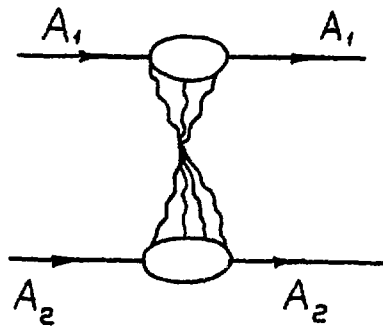


Рис.3

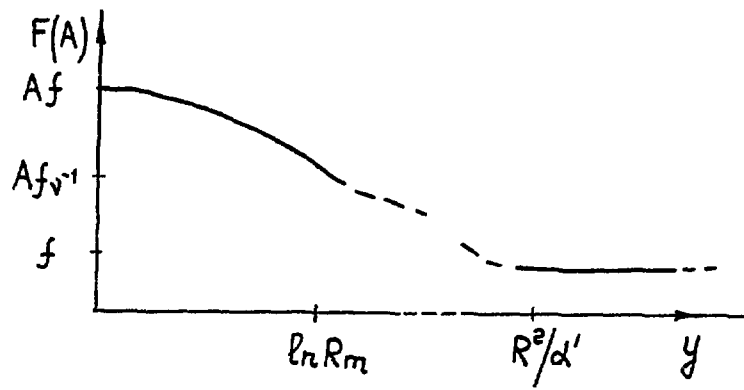


Рис.4

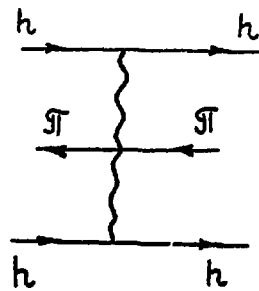


Рис.5

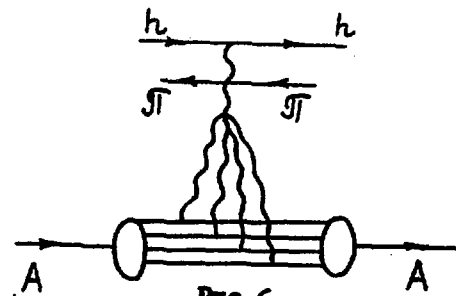


Рис.6

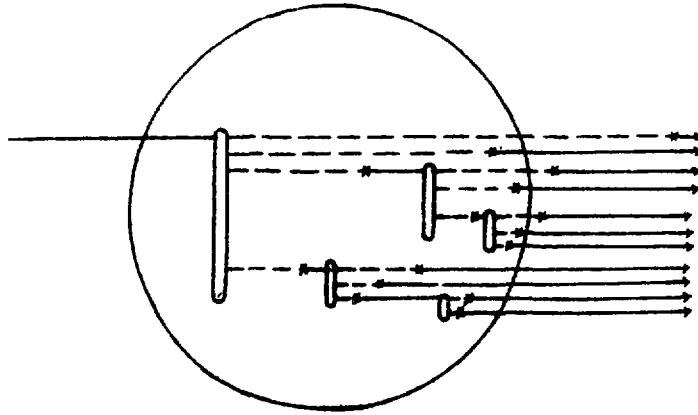


Рис. 7

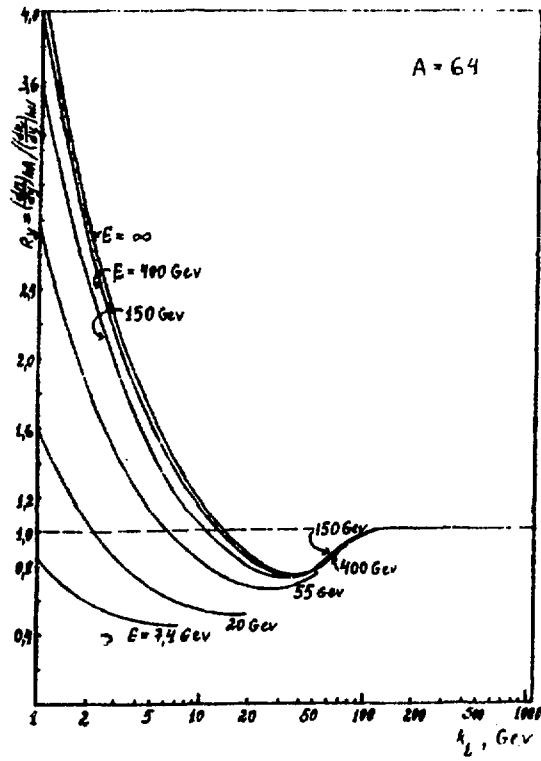


Рис. 8

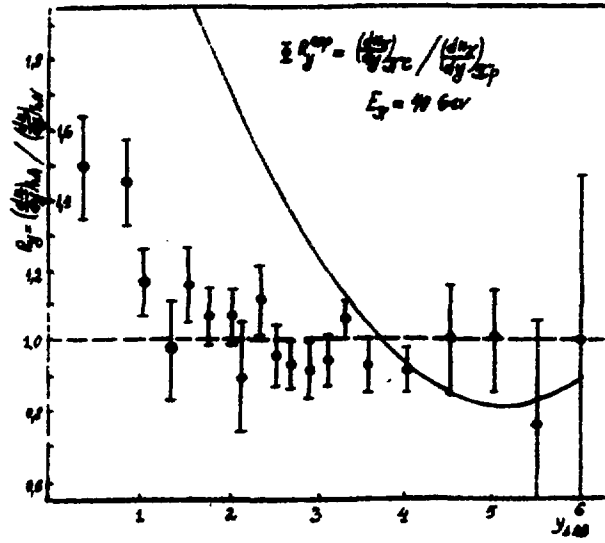


Рис. 9

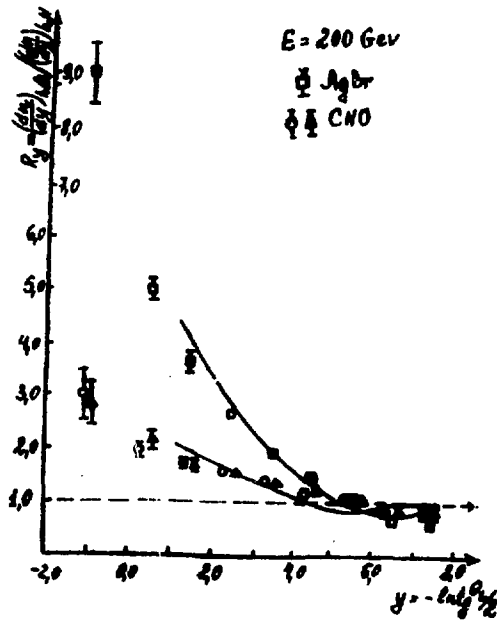


Рис. 10

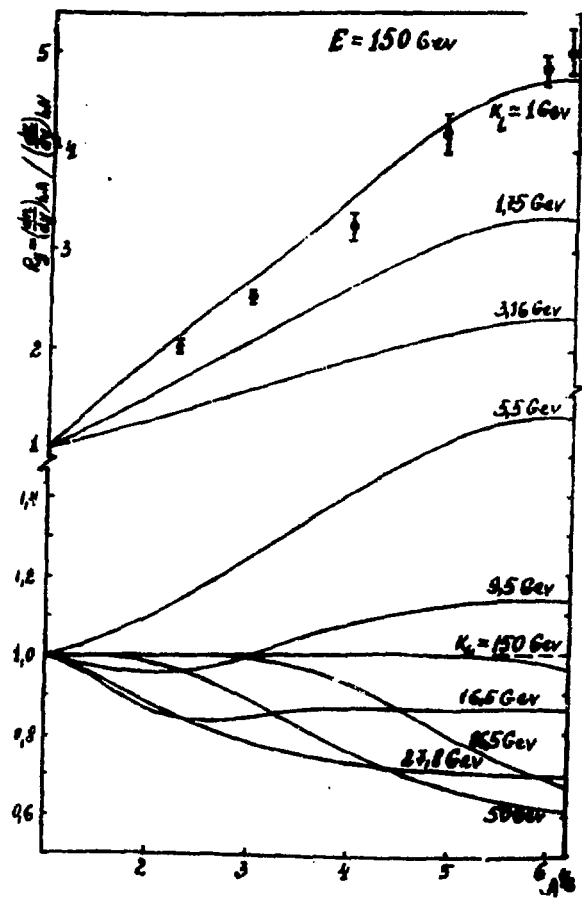


Рис. II.

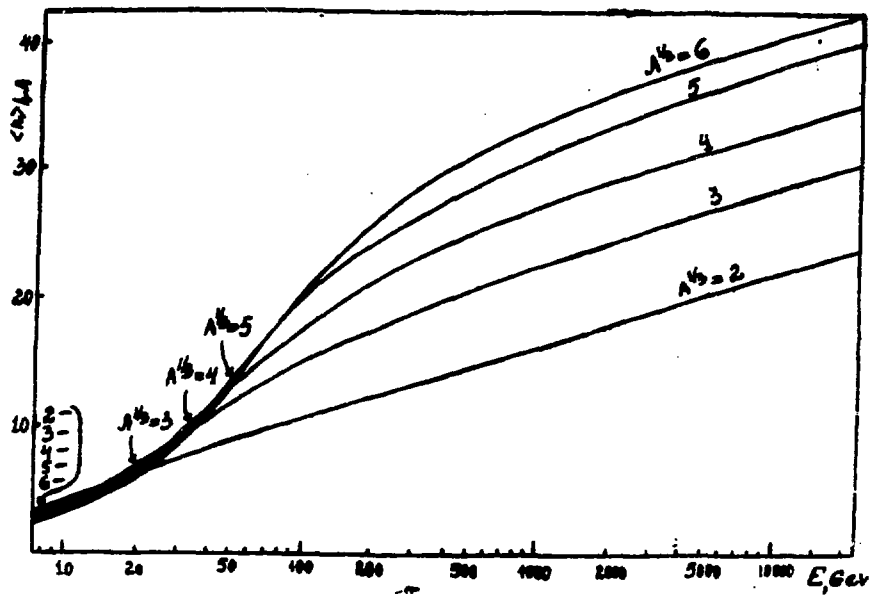


FIG. I2

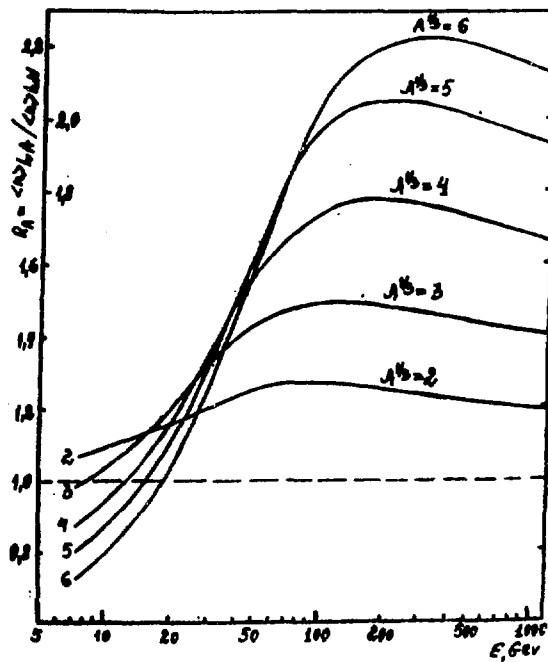


FIG. I3

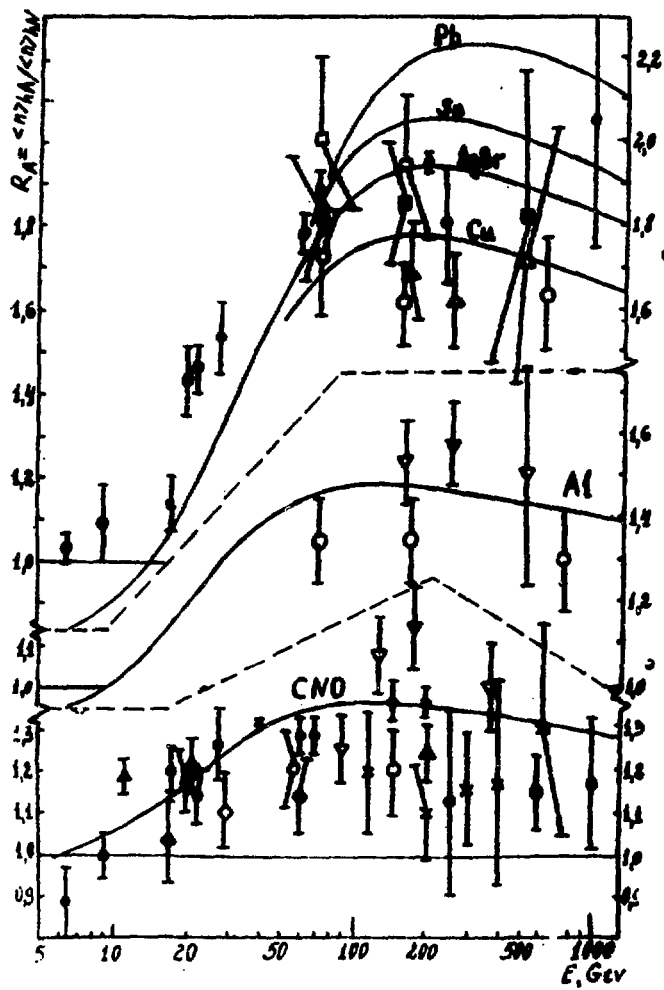


Рис. I4

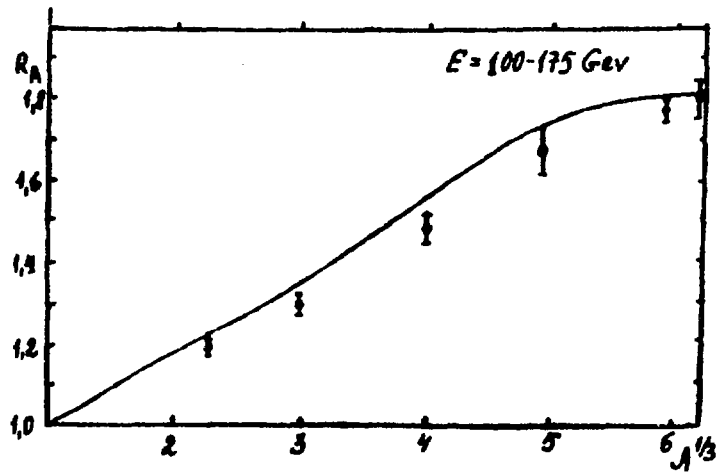


Рис. 15

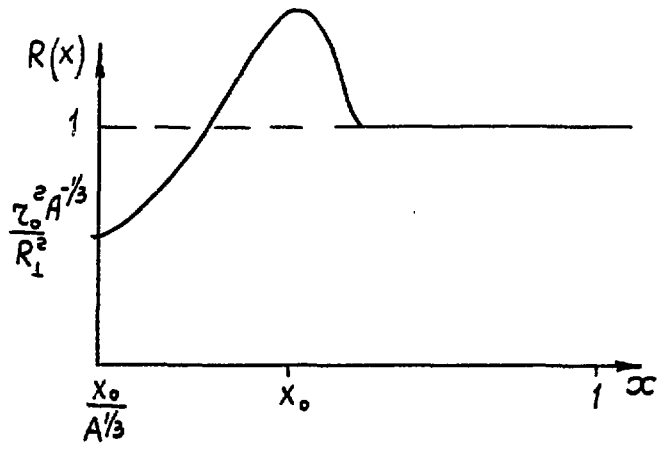


Рис.16

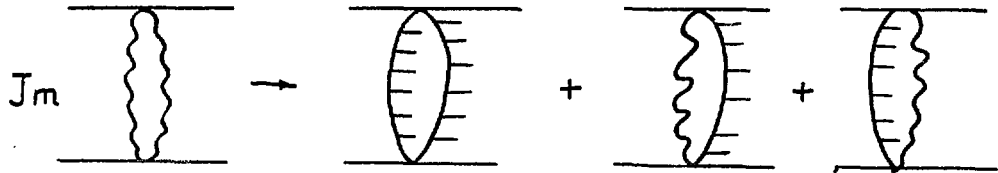


Рис.17

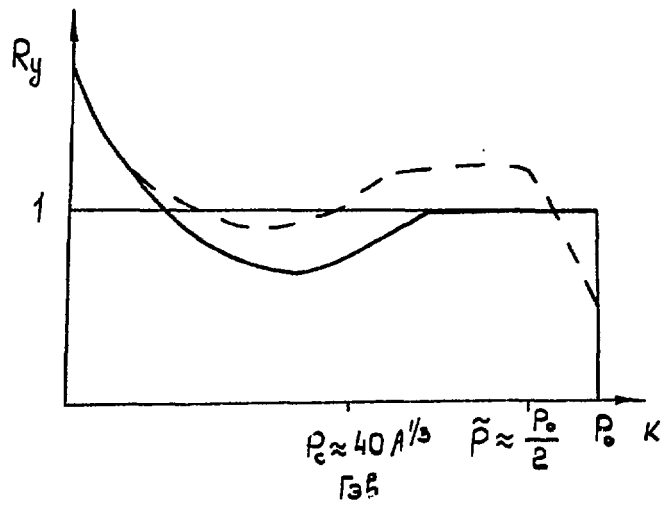


Рис.18

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О.В.Канчели, С.Г.Матинян, ЯФ, II, 1305, 1970
2. В.М.Усгаонкар, М.Гелл-Манн, Phys.Rev.Lett., 8, 346, 1962
3. В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук, А.П.Рудик,
ЖЭТФ, 42, 1419, 1962
4. В.Н.Грибов ЯФ, 9, 640, 424, 1969
5. В.Н.Грибов ЯФ, 17, 603, 1973
6. О.В.Канчели, Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973
7. В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели ЯФ, 18, 595,
1973
8. Р.Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М.,
изд. "Мир", 1975
9. В.Л.Иоффе, Phys.Lett., 30B, 123, 1969.
10. Е.Л.Фейнберг, "Проблемы теоретической физики", М., "Наука",
1972; E.L.Feinberg, Phys.Reports, 50, 1972.
11. О.В.Канчели, Письма в ЖЭТФ, 22, 491, 1975
12. М.И.Николаев, Preprint Landau ITP - 18, 1975
Г.В.Давиденко, Н.И.Николаев, ЯФ, 23, 1975
13. В.И.Захаров, Н.И.Николаев, ЯФ, 21, 434, 1975
14. Е.М.Левин, М.Т.Рыскин, ЖЭТФ, 69, 1537, 1975
15. Bucharest-Budapest-Cracow-Dubna-Hanoi-Sofia-Tashkent-
Tbilissi-Ulan-Bator-Warsaw Collaboration, Nucl.Phys.
B83, 365, 1974.
16. М.И.Третьякова, Report at the Leipzig-Eisenach Symposium
on Multiparticle Hadrodynamics, 1974.

17. W.Busza et al., Phys.Rev.Letters, 34, 836, 1975
18. N.N.Nikolaev, Preprint, Landau ITP, 1975
19. H.W.Cendall, Cornell Intern.Symposium on Electron and Photon Interactions, Cornell University, Press, 1972
20. А.М.Балдин и др. ЯФ, 79, 1973
21. N.N.Nikolaev, Preprint, Landau ITP, 1975
22. Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, Письма в ЖЭТФ; 18, 654, 1973
ЯФ, 20, 519, 1974
23. Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, ЯФ, 21, 396, 1975

Рукопись поступила 17-го февраля 1976 г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 549 ВФ-03787 Тираж 299
Подписано к печати 12/19-76 г. Формат издания 30 x 40
2,5 уч.изд.л. Ц.17 к.

Отпечатано из ротопринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Марка-
ряна 2