

**НИИЯФ  
МГУ**

ПРЕПРИНТ - 88 - 54/75.

88-54/75

**ФРАГМЕНТАЦИЯ АДРОНОВ НА ЯДРАХ  
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ**

Московский ордена Ленина, ордена Октябрьской революции  
и ордена Трудового Красного Знамени  
Государственный университет имени М.В.Ломоносова

---

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Л.И.Бельзер, В.А.Бодягин, И.Н.Варданян,  
А.М.Грибушин, А.И.Демьянов, А.А.Ершов,  
Н.А.Жарков, О.Л.Кодолова, А.И.Островидов,  
Л.И.Сарычева, Ч.Б.Синев.

ФРАГМЕНТАЦИЯ АДРОНОВ НА ЯДРАХ И  
ВНУТРИЯДЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

---

Препринт НИИЯФ МГУ - 88 -54/75

Москва 1988

## АННОТАЦИЯ

Измерены коэффициенты поглощения адронов в ядерном веществе в некогерентных каналах множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных лидирующих частиц, вылетающих в заданном интервале углов и импульсов из разных ядер, сравнительно с рр-взаимодействием. Перестройка кварковой структуры адронов в существенно неупругих "мягких" процессах, если она имеет место, не вызывает заметных возмущений на уровне свойств реальных частиц - или же эти возмущения настолько мимолетны ( $\tau \leq 0,01\hbar/m_\pi c^2$ ), что при энергии 10 - 20 ГэВ они ускользают от наблюдения. В указанной области энергий некогерентная фрагментация протонов на ядрах осуществляется, в основном, через связанное барионное состояние (типа изобары или дифракционного кластера), которое поглощается в ядерном веществе, как обычный протон, и распадается на адроны за пределами ядра.

Hadron absorption coefficients in the nuclear matter are measured for incoherent channels of multiparticle production by relative attenuation of the "beam" of leading particles, emerging within a fixed interval of momenta and emission angles from various nuclei as compared with pp-interaction. The rearrangement of hadron quark structure in substantially inelastic "soft" processes, if there is any, entails no significant disturbances at the level of real particle properties, or but momentary disturbances ( $\tau \leq 0,01\hbar/m_\pi c^2$ ) which at energies 10 to 20 GeV escape observation. In this energy range incoherent proton fragmentation on nuclei proceeds generally through a bound baryonic state (type of an isobar or diffractive cluster) being absorbed in the nuclear matter like an ordinary proton and decaying into hadrons outside the nucleus.

## ВВЕДЕНИЕ

Процессы множественной генерации частиц на ядрах представляют собой естественный объект для экспериментального изучения пространственно-временной картины сильного взаимодействия в субъядерных масштабах, которые можно соотнести с масштабами конфайнмента. Интуитивно кажется очевидным, что частицы конечных размеров - адроны возникают и исчезают не мгновенно, и в течение какого-то времени сразу после взаимодействия их свойства не обязательно совпадают со свойствами в установившемся состоянии. Эволюция адронов как неравновесных динамических систем, возникших в ядре и на раннем этапе своего существования подверженных непрерывному воздействию ядерных сил, накладывает определенный отпечаток на характеристики адрон-ядерных реакций, наблюдаемые в асимптотике. С указанной точки зрения особенности формирования и поглощения адронов внутри ядра-мишени следует рассматривать как реализацию на уровне явления механизма адронизации кварков.

Феноменологически взаимодействие адрона  $\bar{h}$  с ядром  $A$  трактуется как совокупность "элементарных актов", происходящих (когерентно или некогерентно) на отдельных элементах ядерной структуры. При не слишком больших передачах импульса, отвечающих понятию "мягких" процессов, в качестве таких элементов выступают составляющие ядро нуклоны. В этом случае напрашивается параллель между "элементарным актом" и рассеянием на свободном нуклоне, причем квадрат модуля "элементарной" амплитуды играет роль аналога сечения  $\bar{h}N$ -столкновения  $b^h$ , хотя и не предполагающего столь же наглядной геометрической интерпретации.

В области кинематических переменных, связываемой обычно с фрагментацией первичного пучка, параметр  $b^h$  может быть измерен для некогерентных каналов множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных лидирующих частиц  $L$  в заданном интервале углов и импульсов,  $F_L = \frac{1}{\sigma} (d^2 b_L / d\Omega dP)$  на разных ядрах, сравнительно с  $\bar{h}p$ -взаимодействием. Такой подход представляется до известной степени безмодельным, поскольку не требует детального конструирования "элементарных" амплитуд, а оперирует вероятностными (т.е. доступными непосредственному измерению) параметрами  $b_0^h$  и  $b_L^h$ , имеющими смысл коэффициентов поглощения в ядерном веществе первичного и вторичного (лидирующего) адронов  $\bar{h}$ .

Анализ данных по инклюзивным протон-ядерным реакциям  $pA \rightarrow L + X$ , выполненный в терминах "ослабления пучка  $L$ " в ядре-мишени  $A$  [1], обнаруживает неожиданно высокую и зависящую от энергии "прозрачность" ядра для лидирующих нуклонов, тогда как энергичные вторичные  $\pi$  и  $K$ -мезоны, судя по всему, поглощаются в ядерном веществе с "номинальной" эффективностью, соответствующей их се-

чениям взаимодействия со свободным нуклоном, т.е.  $\sigma_L^{\pi,K} \approx \sigma_0^{\pi,K}$ . Если связать коэффициент поглощения частицы  $L$ ,  $\sigma_L$  и время ее формирования  $\tau$  наиболее простым образом -

$\sigma_L^h(+)=\sigma_0^h(1-\exp(-t/\tau\gamma))$ , где  $\gamma=E_L/m_h$ ,  
то для нуклонов  $\tau \approx \hbar/m_p c^2$ , а для мезонов  $\tau \approx 0$  (см. рис.1).

Качественно различное поведение внутри ядра лидирующих нуклонов и мезонов - или, напротив, "сохранившихся" и "вновь рожденных" частиц той или иной природы<sup>а)</sup> - довольно-таки озадачивает. Впрочем, при ближайшем рассмотрении интерпретация упомянутых результатов, как и многих других в таком же роде<sup>б)</sup>, оказывается не вполне однозначной.

Сами по себе инклюзивные сечения генерации частиц на ядрах не содержат никакой дополнительной информации о событиях, среди которых представлены как некогерентные, так и когерентные реакции. Сечение когерентных процессов растет с атомным номером мишени быстрее, чем  $A^{2/3}$ , т.е. они увеличивают относительный выход частиц, главным образом, из тяжелых ядер, причем как раз в той кинематической области, где внутриядерное поглощение в некогерентных каналах сказывается сильнее всего. Иными словами, неконтролируемая примесь когерентных реакций способна при известных условиях приводить к кажущемуся увеличению "прозрачности" ядерного вещества и к ее зависимости от энергии.

Наблюдаемый в конечном состоянии переданный импульс от первичной к вторичной лидирующей частице не является, вообще говоря, критерием когерентности или некогерентности взаимодействия, ибо может просто отражать конкретную геометрию распада когерентно рожденной системы (тяжелой изобары, дифракционного кластера). Между тем очевидно, что говорить о характеристиках частиц в непосредственной близости от точки взаимодействия имеет смысл лишь тогда, когда определена координата этой точки. Следовательно, условием применимости метода "ослабления пучка" к рассматриваемому кругу задач служит достаточно большая (продольная) передача импульса  $\Delta P$  от первичной частицы к мишени в "элементарном" взаимодействии, допускающая принципиальную возможность локализовать его где-то внутри ядра. По крайней мере, размеры "области взаимодействия"  $\Delta z \sim \hbar / P$  не должны превышать размеров нуклона  $r_N \sim \hbar / m_p c^2$ . При

а) Под "сохранившейся" понимается энергичная вторичная частица, имеющая характерную метку первичной ( скажем, барионный заряд, странность и т.д. ). Специфическая динамика эффекта "сохранения" прослеживается и в событиях, когда первичная частица лишена такой метки.

б) Подробнее см. в /1,2/

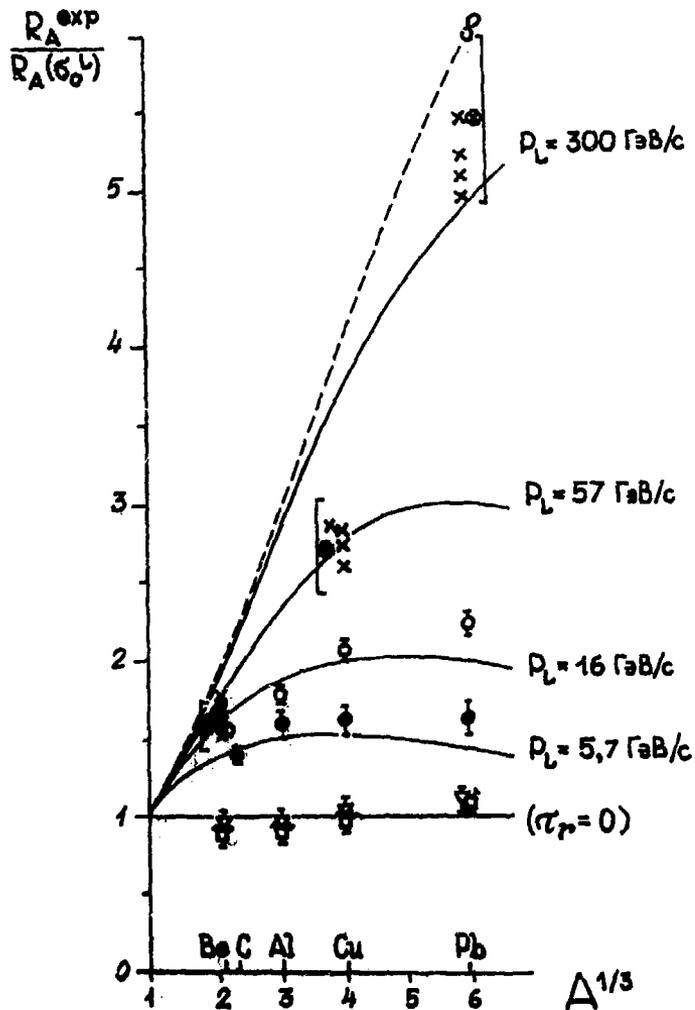


РИС.1

Отношения экспериментальных значений функции

$$R_A = \frac{1}{\delta_A^{abs}} (d^2 \delta_L / d\Omega dP)_A / \frac{1}{\delta_H^{tot}} (d^2 \delta_L / d\Omega dP)_H$$

к ожидаемым значениям  $R_A(\delta_L)$  для случая ослабления внутри ядра-мишени А "пучка" лидирующих частиц L с "номинальным" коэффициентом поглощения в ядерном веществе  $\delta_L^H = \delta_0^H$  (т.е.  $\tau = 0$ ).

Инклюзивные реакции

(  $\chi_L = P_L / P_0 = 0,83$ ;  $P_L = 0,2 \text{ ГэВ/с}$  ):

$$\left. \begin{array}{l} \circ \quad pA \rightarrow p \\ \square \quad pA \rightarrow \pi^+ \\ \nabla \quad pA \rightarrow K^+ \end{array} \right\} P_0 = 19,2 \text{ ГэВ/с}$$

$$\bullet \quad pA \rightarrow p, \quad P_0 = 6,9 \text{ ГэВ/с}$$

$$x \quad pA \rightarrow \pi, \quad P_0 = 400 \text{ ГэВ/с.}$$

Кривые - модель "элементарного" неупругого столкновения, при котором эффективность взаимодействия падает до нуля и затем восстанавливается с характерным временем  $\tau = \hbar / m_p c^2$  по закону:  $\delta_L(t) = \delta_0^L [1 - \exp(-t/\tau\gamma)]$ , где  $\gamma = E_L / m_p c^2 / \beta$

этом свойства "несформированных" адронов становятся физически наблюдаемыми, если "длина формирования"  $\lambda = \sigma \chi > \Delta Z$ . Последнее соображение диктует такую постановку опыта, которая, помимо измерения параметров лидирующей частицы, обеспечивает однозначное выделение некогерентных каналов и, кроме того, позволяет судить о "степени некогерентности" - т.е. о размере области взаимодействия  $\Delta Z$  - в каждом отдельном событии.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Фрагментация пучка протонов с энергией  $E_0$  на ядре  $A$  эквивалентна реакции с квазидвухчастичным промежуточным состоянием  $pA \rightarrow M^* + A'$  (см. диаграмму на рис.2). Один из двух фигурирующих в нем возбужденных объектов,  $M^*$  кинематически связан с налетающей частицей и фрагментирует затем в быстрые адроны, среди которых имеется лидер  $L$ :  $M^* \rightarrow L + X$ .

Из законов сохранения энергии и импульса (в с.ц.и.  $pA$ -соударения, движущейся со скоростью  $\tilde{\beta} = (1 - 1/\tilde{\gamma}^2)^{1/2}$ ):

$$\left. \begin{aligned} \tilde{E}_p + \tilde{E}_A &= \tilde{E}_M + \tilde{E}_{A'} = \tilde{E}_0 \\ \tilde{P}_p + \tilde{P}_A &= \tilde{P}_M + \tilde{P}_{A'} = 0 \end{aligned} \right\} \text{в)}$$

следует однозначная взаимосвязь между эффективной массой  $M$  и импульсом отдачи  $\Delta P$  (и, стало быть,  $\Delta Z$ ):

$$\left. \begin{aligned} \tilde{P} &= |\tilde{P}_{M,A'}| = ( \tilde{E}_0^2 - (M - m_A)^2 )^{1/2} ( \tilde{E}_0^2 - (M + m_A)^2 )^{1/2} / 2\tilde{E}_0 \\ \Delta P &= \tilde{\gamma} ( \tilde{P} \cos \tilde{\theta}_{A'} + \tilde{\beta} \tilde{E}_{A'} ) \end{aligned} \right\} (c=1),$$

причем  $\Delta P$  минимально при  $\cos \tilde{\theta}_{A'} = -1$ . В свою очередь, величина  $M$  определяет импульсный диапазон адронов при последующей фрагментации (в собственной системе координат  $M^*$ ) - в пределе двухчастичного распада  $M^* \rightarrow p + \pi$ :

$$P^* = |P_{p,\pi}^*| = ( M^2 - (m_p - m_\pi)^2 )^{1/2} ( M^2 - (m_p + m_\pi)^2 )^{1/2} / 2M.$$

Тем самым ограничиваются относительные углы разлета фрагментов в лабораторной системе  $\eta = S_p + S_\pi$ , где

\*) В данном случае  $\tilde{\gamma} = (E_0 + m_A) / (2E_0 m_A + m_A^2 + m_p^2)$  и  $\tilde{E}_0 = \tilde{\gamma} m_A + (m_A^2 (\tilde{\gamma}^2 - 1) + m_p^2)^{1/2}$ .

$$S_{p,\pi} = \text{Arctg} \sin ( P^* \sin S_{p,\pi}^* / P_{p,\pi} )$$

Выделяя лидирующую частицу  $L$  и фиксируя  $\eta$  для некоторого значения  $u = P_L / P_0$ <sup>r)</sup>, мы получаем количественную оценку  $\Delta P$  (если фрагментов более двух, это будет, очевидно, нижняя оценка). На ядерных мишенях связь  $\eta$  с  $\Delta P$ , обусловленную кинематикой фрагментации пучка дифракционного типа  $pA \rightarrow M^* \rightarrow p\pi (+A')$ , можно представить в виде

$$2P_0 u (1 - u) \sin^2 \eta / 2 \approx \Delta P - \Delta P_{\text{пор.}},$$

где  $\Delta P_{\text{пор.}}(u, P_0)$  - пороговое значение переданного мишени импульса, соответствующее минимальной эффективной массе  $M$ , при которой лидирующий протон может иметь лабораторный импульс  $u \cdot P_0$ . Заметное отклонение от линейной зависимости между  $\sin^2 \eta / 2$  и  $\Delta P$  имеет место лишь на самых легких ядрах в области больших  $M$ .

Условие когерентности для мишени радиуса  $r$ ,

$$\Delta P \approx (M^2 - m_p^2) c^2 / 2P_0 < \hbar / r$$

накладывает более сильное ограничение на максимальную массу дифракционно рожденной системы  $M^{\text{max}}$  в  $pA$ -взаимодействии, сравнительно с рождением на отдельном нуклоне ( $r_A \approx r_N \cdot A^{1/3}$ ). Это различие особенно существенно при невысокой энергии столкновения. Следовательно, на ядерных мишенях распределение по параметру  $\eta$ , отражающее для каждого  $u$  спектр эффективных масс  $M$ , в общем случае состоит из двух компонент: более крутая компонента отвечает когерентному рождению на ядре как целом, а более пологая - рождению на отдельных внутриядерных нуклонах.

Кроме того, угол  $\eta$  между частицами, возникшими внутри ядра, должен, в среднем, увеличиваться в процессе их дальнейшего прохождения через ядерное вещество из-за многократных перерассеяний (упругих и неупругих) на составляющих ядро нуклонах, если эти перерассеяния происходят независимо. Можно поэтому ожидать, что наклон пологой компоненты углового распределения в  $\eta$ -представлении будет также зависеть от размеров мишени, но обратным образом сравнительно с крутой (когерентной) компонентой - а именно, уменьшаться с ростом  $A$ .

Экстраполяция некогерентной составляющей интегрального распределения по параметру  $\eta$  к 0 дает возможность найти истинное со-

r) Если измерен лабораторный импульс  $P$  одного из (двух) фрагментов, то для другого  $S = \text{Arctg} ( P^* \sin S^* / \gamma^* ( P^* \cos S^* + \beta^* E^* ) )$ , где  $\gamma^* = ( \vec{E}_N + \vec{\beta} \cdot \vec{P} \cos \theta_N ) / M$ .

отношение выходов лидирующих адронов из разных ядер для любых значений  $u$  и  $dP$ , т.е. восстановить поведение в ядерном веществе собственно лидирующей частицы  $L$ , не искаженное присутствием когерентных процессов, а также внутриядерными перерассеяниями сопровождающих адронов.

Схема эксперимента, показанная на рис. 2, непосредственно следует изложенной выше концепции и в целом довольно проста [2]. Одноплечевой магнитный спектрометр измеряет дифференциальные выходы лидирующих адронов  $L$ , вылетающих из мишени ( $Q$ ) в широком диапазоне углов эмиссии  $\theta_L$  ( $0 \div 90^\circ$  в л.с.к.) и импульсов  $P_L$  (от  $P_0$  до  $0,3P_0$ ). Основные функциональные элементы спектрометра:

- скинтилляционная годоскопическая система с координатным разрешением  $\sim 1$  мм, которая прослеживает траектории первичной (секции  $F, B$ ) и вторичной лидирующей частицы (секции  $T, S, P$ );

- широкоапертурный газовый (пороговый) черенковский счетчик ( $\check{C}$ ), замыкающий установку и предназначенный для идентификации лидирующей частицы;

- комплекс скинтилляционных и твердых черенковских детекторов для мониторинга пучка ( $L, \bar{M}$ ) и формирования его "профиля" на мишени посредством антисовпадений ( $\Phi, \bar{\Gamma}_{1,2}$ );

- триггерный комплекс, сочетающий твердые черенковские детекторы ( $D_1, D_2$ ) и детекторы типа сэндвича скинтиллятор-свинец-скинтиллятор ( $E_{xy}$ ), которые перекрывают один и тот же телесный угол и позволяют отбирать на уровне триггера события с заданной кинематикой - т.е. с определенными углами вылета  $\eta$  частиц сопровождения относительно траектории лидирующей частицы.

Представленные в настоящей работе результаты основаны на статистическом материале  $\sim 5,3 \cdot 10^5$  взаимодействий протонов с импульсом  $P_0 = 9$  ГэВ/с с ядрами  $H, C, Al, Si$  и  $Pb$  (данные для водородной мишени получены разностным методом по измерениям на полиэтилене и графите).

Установка работала без газового черенковского счетчика  $\check{C}$ , т.е. зарегистрированные события включают процессы генерации любых положительно заряженных лидирующих частиц  $L^+$ . Измеренный при  $P_0 = 9$  ГэВ/с и  $\theta_L = 32 \pm 10$  мрад импульсный спектр  $F_H(\theta_L, P_L)$  для инклюзивной реакции  $pp \rightarrow L^+$  в области фрагментации пучка практически не отличается по форме <sup>а)</sup> от суммарного спектра для реакций  $pp \rightarrow p$  и  $pp \rightarrow \pi^+$  при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с, построенного для соответствующих значений  $P_L$  с учетом функции разрешения спектрометра, если при

-----

<sup>а)</sup> Сечения рассеяния в элемент фазового объема (а не телесного угла),  $d^3\sigma/dP^3 = (d^2\sigma/d\Omega dP)/P^2$  при  $P_0 = 19,2$  и  $9$  ГэВ/с близки также по абсолютной величине во всей области  $u > 0,3$ .



всех  $\eta > 0,3$  дифференциальные сечения генерации  $\pi^+$  уменьшить пропорционально соотношению средних множественностей пионов при 19,2 и 9 ГэВ/с (см. /2/). Это обстоятельство позволяет косвенно оценить вклад  $\pi^+$  в измеряемом при  $P_0 = 9$  ГэВ/с спектре лидирующих частиц  $L^+$ . Сечение генерации  $K^+$  при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с примерно на порядок величины меньше, чем  $\pi^+$ , во всей области  $\eta > 0,3$  - т.е. вклад  $K^+$  в спектре  $L^+$  пренебрежимо мал.

Логическую формулу отклика детекторов триггерного комплекса можно соотнести с тем или иным типом взаимодействия. Помимо инклюзивной реакции  $pA \rightarrow L^+$ , рассматривались следующие каналы:

- неупругие столкновения, при которых лидирующая частица сопровождается заряженными адронами и/или фотонами, попадающими в апертуру триггерного комплекса  $\eta_i \leq \eta < \eta'$ :  $pA \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma^e$ ;
- взаимодействия с рождением хотя бы одного быстрого заряженного адрона:  $pA \rightarrow L^+ h^\pm e$ ; и
- события, когда этот адрон может быть с большой вероятностью идентифицирован как  $\pi^\pm$  (ограничение на минимальный импульс протона отдачи  $P' > 2$  ГэВ/с):  $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$ .

Имелась также возможность выделить чисто фотонные каналы  $pA \rightarrow L^+ \gamma$ ,  $L^+ \gamma \gamma$  и т.д. Назначение этой выборки иллюстративное, т.к. условия отбора фотонного сопровождения (параметры аппаратурной функции триггерного комплекса) несколько иные и энергии фотонов не измеряются - т.е. первоначальные траектории адронов ( $\pi^0$  или  $\eta^0$ ) неизвестны.

На рис. 3 показаны импульсные спектры лидирующих частиц  $L^+$  для всех перечисленных реакций на углеродной мишени.

Для дальнейшего анализа область спектра  $0,27 \leq \eta < 0,97$  была разбита на интервалы  $\eta_k$  ( $\Delta \eta = 0,1$ ), в каждом из которых исследовалось поведение распределения по параметру  $\eta$  в интегральной форме:

$$F^k(\eta) = \int_{\eta_i}^{\eta'} f_k(\eta) \delta(\eta) d\Omega, \quad (*)$$

где  $f_k(\eta)$  - истинное угловое распределение, а  $\delta(\eta)$  - аппаратурная функция триггерного комплекса детекторов. В ходе эксперимента конфигурация детекторов варьировалась, так что для каждого  $\eta_k$  имелся стандартный набор значений  $F^k(\eta_i)$ , соответствующих разным значениям  $\eta_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ).

Несколько слов о систематических погрешностях опыта. Помимо аппаратурной точности и геометрической эффективности установки,

<sup>e)</sup> Первые два класса включают квазиупругое рассеяние, при котором из ядра A выбиваются протоны с импульсами  $P' \approx 4 - 2,0$  ГэВ/с.

$$F = \frac{1}{6} (d^2 \sigma_{L^+} / d\Omega dP), [\text{степ} \cdot \text{ГэВ}/\text{с}]^{-1}$$

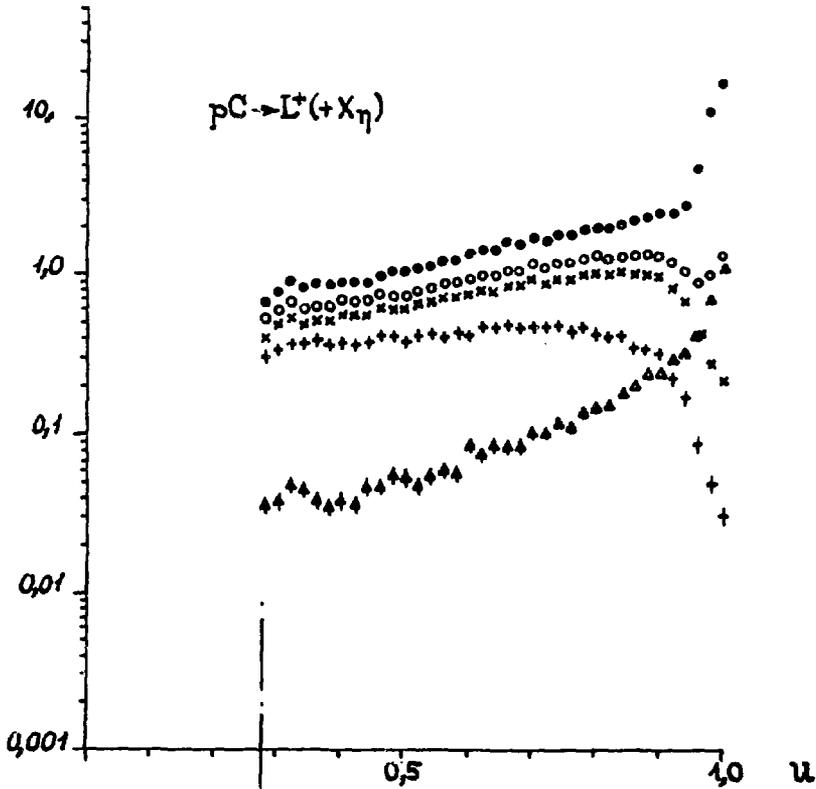


РИС. 3

Импульсные спектры лидирующих адронов  $L^+$ ,

$$F_A(\theta_{L^+}, P_{L^+}) = \frac{1}{6_A} (d^2 \sigma_{L^+} / d\Omega dP)_A$$

измеренные на углеродной мишени в области  $u > 0,3$  при  $P_0 = 9 \text{ ГэВ}/\text{с}$  и  $\langle \theta_{L^+} \rangle = 32 \text{ мрад}$ , для реакций

- $pC \rightarrow L^+$  ;
  - $pC \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$  ,
  - ×  $pC \rightarrow L^+ h^\pm$  ,
  - +  $pC \rightarrow L^+ \pi^\pm$  ,
  - ▲  $pC \rightarrow L^+ \gamma$  .
- }  $\eta = 100 \text{ мрад}$

поддающихся достаточно надежному расчету либо прямому измерению, основными источниками систематических ошибок в условиях реального эксперимента являются:

- наличие фоновых событий (взаимодействия частиц из "газо" пучка в воздухе и в веществе детекторов );
- ограниченное быстродействие электроники, допускающей в известных обстоятельствах просчеты, случайные совпадения, а также наложения сигналов от разных частиц; и
- проективная геометрия триггерного комплекса детекторов, которая в сочетании со сравнительно малой апертурой спектрометрического плеча установки оказывается весьма чувствительной к параметрам пучка.

Пространственное положение и временная микроструктура пучка подвержена в процессе экспозиции периодическим и довольно резким изменениям. За вычетом фона, который в целом невелик и колеблется в пределах нескольких %, отношение эффект/поток заметно гуляет как в пределах каждой серии измерений (их было три), так и в среднем от серии к серии. В итоге факториальная (т.е. систематическая) дисперсия относительного темпа счета получается существенно выше среднестатистической - отношение  $\sigma_f / \langle \sigma \rangle_{st}$  доходит до 4. Поскольку, однако, задача настоящего исследования сформулирована таким образом, что она не требует прецизионного измерения абсолютных величин, критерием масштаба систематических погрешностей опыта является стабильность соотношения между разными классами выборок, и в еще большей степени - между параметрами выборок, измеренными для разных мишеней. На протяжении всего эксперимента указанные соотношения оставались в пределах статистических ошибок неизменными. Это обстоятельство позволяет характеризовать точность получаемых количественных оценок, основываясь только на их статистической обеспеченности.

## 2. НЕКОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Для взаимодействий на водороде, измеренный при каждом  $u_k$  набор значений  $\{F_i^k\} = S_k$  укладывается в  $\eta$ -представлении на экспоненту вида

$$F^k(\eta) = F^k(0) \exp(-B_k \sin^2 \eta / 2) \quad (**)$$

причем в целом по реакциям  $pp \rightarrow l^+ n^{\pm} / p$ ,  $\rightarrow l^+ n^{\pm}$  и  $\rightarrow l^+ \pi^{\pm}$  среднее значение  $\chi^2$  в расчете на один набор  $S_k$  получается  $\langle \chi^2 \rangle = 2,09$ , с числом степеней свободы  $df = 2$ . Конкретный вид функции  $F^k(\eta)$  формируется в известном смысле искусственно, т.к. отчасти задается

геометрией детекторов триггерного комплекса. Если в формуле (\*) принять равномерное угловое распределение  $f_k(\eta) = \text{const}$ , получим соответствующий тем же  $\eta_i$  набор интегральных значений аппаратурной функции:

$$D_i = \text{const} \cdot \int_{\eta_i}^{\eta_i'} \delta(\eta) d\Omega,$$

который также описывается экспонентой вида

$$D(\eta) = D(0) \exp(-G \cdot \sin^2 \eta / 2),$$

где  $G = 12,92 \pm 0,12$  ( $\chi^2 = 1,06$ ,  $df = 2$ ).

Учитывая структуру выражения (\*), можно заключить, что и исходное угловое распределение  $f_k(\eta)$  должно приблизительно следовать экспоненциальному закону относительно  $\sin^2 \eta / 2$ . Фитирование каждого экспериментального набора  $S_k$  непосредственно вычисляемой при заданных  $\eta_i$  функцией (\*), где  $f_k(\eta) = f_k(0) \exp(-C_k \sin^2 \eta / 2)$ , с использованием процедуры двухпараметрической минимизации  $\chi^2$  дает  $\langle \min \chi^2 \rangle = 2,68; 4,9$  и  $2,5$  для реакций  $pp \rightarrow L^+ n^\pm / \gamma$ ,  $\rightarrow L^+ n^\pm$  и  $\rightarrow L^+ \pi^\pm$ . Разности измеренных для всех этих реакций параметров  $B_k - C_k$  группируются около вычисленного значения  $G$  гораздо теснее, чем того требуют ошибки исходных величин ( $\chi^2 = 3,73$ ;  $df = 20$ ), указывая тем самым на сильную корреляцию между  $B_k$  и  $C_k$ . Таким образом, при данных условиях опыта вклады аппаратурного и физического происхождения в наблюдаемую зависимость  $F^k(\eta)$  факторизуются, т.е.  $B_k = G + C_k$ , причем геометрический фактор триггерного комплекса есть константа, одинаковая для любых интервалов  $u_k$  и мишеней. Поэтому полученные из опыта параметры аппроксимации (\*\*\*) удобно использовать в качестве количественного критерия при сравнении характеристик взаимодействий на разных ядрах.

Для ядерных мишеней фитирование полных экспериментальных наборов  $S_k$  зависимостью (\*\*\*) оказывается в целом неудовлетворительным ( $\langle \chi^2 \rangle_s = 7,09$ ), главным образом из-за систематического выпадения в области  $u \geq 0,5$  значений  $F_1$ , соответствующих наименьшему граничному углу  $\eta_1$ . Указанная область  $u$  является кинематически разрешенной для лидирующих протонов из когерентных pA-взаимодействий с учетом ограничения на величину  $M$ , налагаемого условием когерентности. При  $P_0 = 9$  ГэВ/с значения  $M^{\text{max}}$  заключены в пределах между  $\sim 1,5$  ГэВ/с<sup>2</sup> для углерода ( $u^{\text{min}} \approx 0,4$ ) и  $\sim 1,2$  ГэВ/с<sup>2</sup> для свинца ( $u^{\text{min}} \approx 0,6$ ). Применительно к двухчастичной фрагментации  $M \rightarrow \rightarrow p\pi$  соответствующие предельные углы  $\eta_{\text{max}}^{\text{ch}} \leq \eta_2$  на любых ядрах во всех интервалах  $u_k$ , кроме последнего  $\langle u \rangle_k = 0,92$ . Отбор событий

типа  $pA \rightarrow L^+ n^+$  или  $pA \rightarrow L^+ \pi^+$  дополнительно уменьшает  $\eta_{\max}^{\text{coh}}$ , поскольку в этом случае та же масса распадается минимум на три частицы  $M \rightarrow p\pi^+\pi^-$  с меньшими импульсами  $P^*$ .

Итак, выпадение из аппроксимации (\*\*\*) значений  $F_1$  следует отнести за счет реакций когерентного рождения, которые в заряженных каналах практически не дают вклада во все остальные  $F_i$  ( $i \geq 2$ ) при любых  $u \leq 0,87$ . Неполные, т.е. не включающие  $F_1$  наборы  $S'_k$  для ядерных мишеней, описываются экспонентой (\*\*\*) гораздо лучше ( $\langle \chi^2 \rangle_{S'} = 2,48$ ). Совокупность полученных таким путем оценок параметра  $V_k$  на разных ядрах и на водороде для реакций трех типов представлена на рис.4. В пределах каждого интервала  $u_k$  экспериментальные точки, относящиеся к одному и тому же среднему значению  $\langle u \rangle_k$ , ради наглядности расположены в порядке возрастания атомного номера мишени  $A$  (слева направо) и объединены отрезками прямых, изображающих для каждой реакции результаты фитирования зависимости  $V_k(A)$  функцией вида

$$V_k(A) = V_k(0) + \beta_k A^{1/3}. \quad (***)$$

В целом, эта зависимость довольно слабая; в области  $u \geq 0,5$  вообще не усматривается какой-либо определенной зависимости. Среднее по всем трем реакциям значение  $\chi^2$  в расчете на один интервал  $u_k$  из указанной области, отвечающее наилучшим экспериментальным оценкам  $\beta_k$  (рис. 5), т.е. фиту (\*\*\*), получается  $\langle \chi^2 \rangle_k = 3,07$ ,  $df = 3$ ; тогда как фитирование константой  $\beta_k = 0$  дает  $\langle \chi^2 \rangle_k = 4,04$ ,  $df = 4$ . Заметное расширение  $\eta$ -распределения с ростом  $A$  наблюдается лишь при самых малых  $u$ , где возможно проявление иного механизма взаимодействия (рождение в центральной, а не во фрагментационной области) и, кроме того, среди лидирующих адронов  $L^+$  предположительно много  $\pi^+$ , как это следует из графика в нижней части рис.5.

Для трех рассматриваемых нами выборок событий ход параметра  $\beta_k$  приблизительно одинаков, хотя абсолютные значения  $V_k$  у каждой выборки свои. Различие  $V_k$  для реакций  $pA \rightarrow L^+ n^+$  и  $pA \rightarrow L^+ \pi^+$ , не выходящее за пределы статистических ошибок отдельных точек и заметное лишь в среднем, может быть связано с примесью быстрых протонов отдачи ( $P^* > 0,4$  ГэВ/с). Систематически меньшие значения  $V_k$  для "неупругих" событий  $pA \rightarrow L^+ n^+/\gamma$  объясняются, очевидно, более широким угловым распределением фотонов, происходящих главным образом от распадов  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , сравнительно с самими  $\pi^0$ . Это значит, что генерация фотонов "размазывает" также границу когерентной области в  $\eta$ -представлении, причем доля когерентных процессов в нейтральных каналах может быть существенно выше, чем в заряженных: из-за ограничения по эффективной массе  $M^{\text{max}}$  энергетически более выгодное

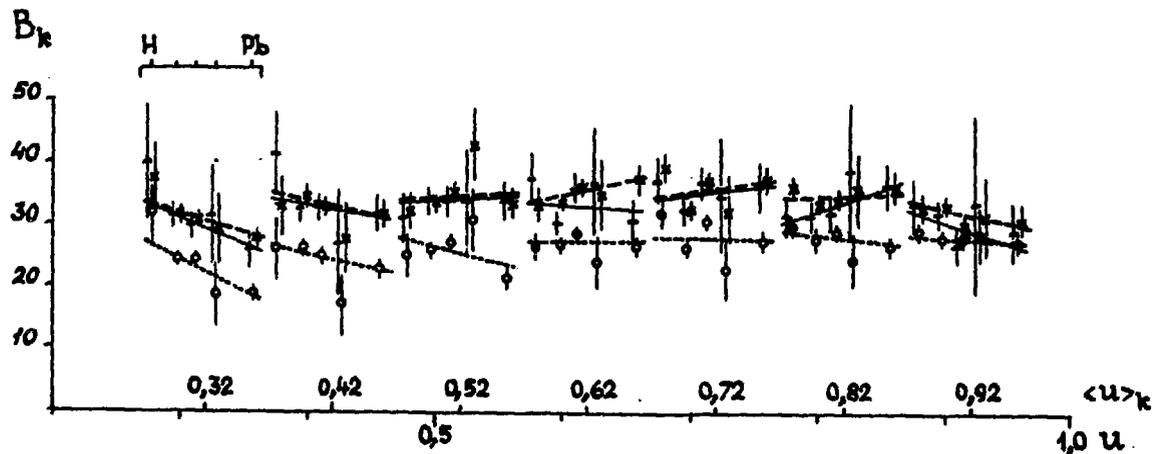


РИС. 4

Экспериментальные значения параметра наклона  $B_k$  углового распределения в  $\eta$ -представлении  $F^k(\eta) = F^k(0)\exp(-B_k \sin^2 \eta/2)$  в разных импульсных интервалах  $u_k$  для полуинклюзивных реакций  $pA \rightarrow L^+ h^\pm/\gamma$  ( $\circ$ ),  $pA \rightarrow L^+ h^\pm$  ( $\times$ ) и  $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$  ( $+$ ) на ядрах H, C, Al, Si и Pb. Прямые - фитирование значений  $B_k$  для каждой реакции линейной зависимостью от  $A^{1/3}$  (см. рис. 5)

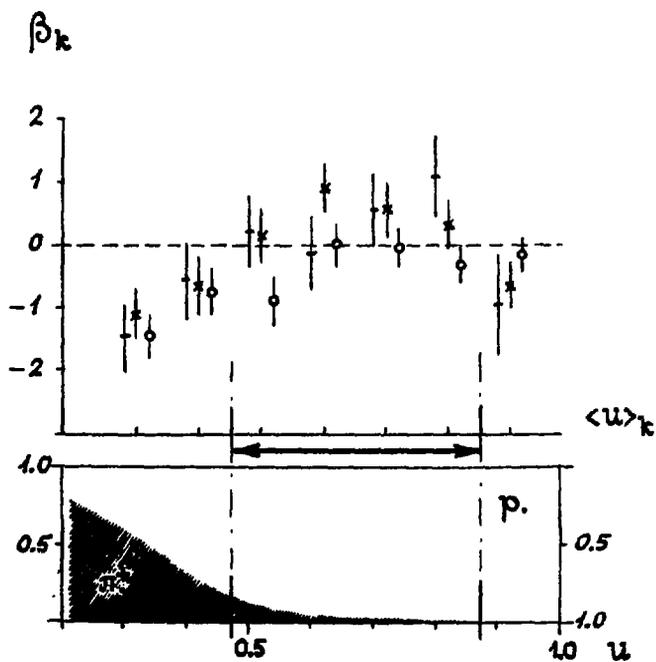


РИС.5

Значения подгоночного параметра  $\beta_k$  в функции:

$$V_k(A) = V_k(0) + \beta_k A^{1/3}$$

в разных интервалах  $u_k$  для полуинклюзивных реакций трех типов (см. рис.4).

В нижней части рисунка показан ожидаемый состав "пучка" лидирующих адронов  $L^+$  при  $P_0 = 9$  ГэВ/с и разных  $u$  (доля  $\pi^+$  и  $p$ )

рождение одного  $\pi^0$  более вероятно, чем пары  $\pi^+ \pi^-$ .\*) Показательно в этом смысле поведение спектра лидирующих адронов  $L^+$  для реакции  $pA \rightarrow L^+ \gamma$ , резко отличающее данный нейтральный канал от заряженных каналов  $pA \rightarrow L^+ \pi^+$  и  $pA \rightarrow L^+ \pi^0$  (см. рис.3).

Ниже мы ограничимся, в основном, анализом экспериментальных результатов для реакции  $pA \rightarrow L^+ \pi^+$ . События указанного типа допускают наиболее простую интерпретацию - во всяком случае те из них, которые в импульсном спектре лидирующих частиц  $L^+$  занимают область  $0,47 \leq u < 0,87$ .

Как уже отмечалось, параметр наклона  $\eta$ -распределения в этой области практически не зависит от  $A$ . Такая особенность  $V_k$  заслуживает специального обсуждения, к которому мы еще вернемся. Для реакции  $pA \rightarrow L^+ \pi^+$  зависимости  $V_k$  от  $u$  также не обнаруживается: если в пределах каждого интервала  $u_k$  положить  $\beta_k = 0$  и усреднить значения  $V_k$  по всем мишеням, то аппроксимация  $\langle V \rangle_k$  как функции  $u$  константой дает  $\chi^2 = 1,91$ ,  $df = 3$ . Таким образом, во всей области  $0,47 \leq u < 0,87$  отклонения отдельных значений  $V_k$  от среднего  $\langle V \rangle = 33,5 \pm 0,41$  можно объяснить статистическим разбросом ( $\chi^2 = 12,32$ ,  $df = 19$ ).

Постоянство параметра  $\langle V \rangle$  как функции  $u$ , и его численное значение, которое с учетом геометрического фактора  $G$  дает наклон "истинного" углового распределения

$$\langle C \rangle = \langle V \rangle - G = 1 / \langle \sin^2 \eta / 2 \rangle \approx 2P_0,$$

откуда

$$\Delta P - \Delta P_{пор} \approx u(1-u),$$

означает, что во всей рассматриваемой области  $u$  динамический диапазон передач импульса от первичной частицы к мишени определяется только кинематическим множителем  $u(1-u)$ . Иными словами, здесь действительно доминирует механизм фрагментации типа  $pp \rightarrow M^N \rightarrow p\pi$  (или  $\rightarrow p\pi\pi$ , и т.д.). Характерные черты этого механизма, отчетливо проступающие в  $\eta$ -представлении, иллюстрирует рис.6. Приведенные на рисунке данные относятся ко всему интервалу  $0,47 \leq u < 0,87$  в целом, без разбиения его на более узкие промежутки  $u_k$ .

Сплошные прямые с одинаковым для всех  $A$  наклоном  $V^{unc} = \langle V \rangle$  проведены через экспериментальные точки  $F_i$  (исключая точки  $F_1$  для ядерных мишеней) методом наименьших квадратов. Значения  $F_A^{unc}$  при  $\eta = 0$  дают представление о среднем по интервалу  $0,47 \leq u < 0,87$

\*) На отдельных нуклонах в ядре возможно рождение одного  $\pi^{\pm}$  за счет перезарядки мишени:  $pp \rightarrow p\pi^+ + p'$  или  $pp \rightarrow p\pi^- + p'$ .

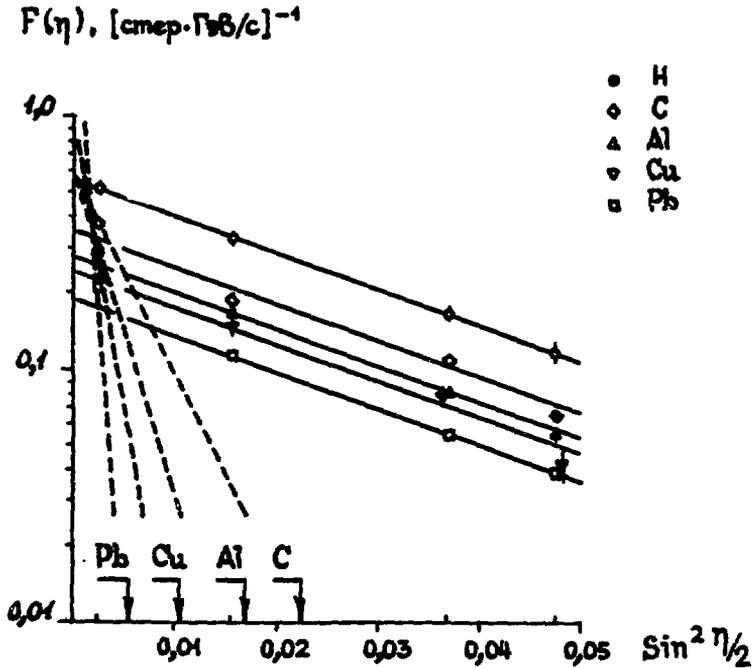


РИС.6

Угловое распределение в  $\eta$ -представлении для реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$  при  $P_a = 9$  ГэВ/с в интервале  $0,47 \leq u < 0,87$ .

Аппроксимация:  $F_A(\eta) = F_A(0)\exp(-B_A \text{Sin}^2 \eta/2)$ ,

где  $B^{inc} = \langle B \rangle$  для некогерентной компоненты (сплошные прямые),  
а для когерентной компоненты произвольно принят наклон

$B_A^{coh} = \langle B \rangle \cdot A^{2/3}$  (пунктир).

Стрелками показаны границы когерентной области  $\eta_{\text{max}}^{coh}$  для разных ядер при  $u = 0,82$

соотношении для разных мишеней выходов лидирующих частиц  $L^+$ , которые в пределах этого интервала можно считать протонами из некогерентных  $pA$ -взаимодействий с генерацией  $\pi^\pm$ . Строго говоря, "истинное" угловое распределение  $f_A^{inc}(\eta)$  не распространяется в существенно когерентную область малых  $\eta$  (т.е. больших  $\Delta Z$ ). В данном случае это не важно, коль скоро  $V_A^{inc} = \text{const}(A)$  и, следовательно, экстраполяция к  $\eta = 0$  дает такое же самое соотношение значений  $F_A^{inc}$ , как и при любых  $\eta > \eta_{max}^{coh}$ .

Когерентная компонента  $\eta$ -распределения изображена для каждого  $A$  пунктирной прямой, проведенной от руки через точку  $F_1$  с произвольно принятым наклоном  $V_A^{coh} = \langle V \rangle \cdot A^{2/3}$ . Это наглядное, но существенно качественное построение дополняет общую картину и не претендует на что-либо большее. Скорее всего, форма углового распределения  $F_A^{coh}(\eta)$  сложнее и к тому же сильно искажена: когерентные процессы занимают в  $\eta$ -представлении довольно ограниченную для  $u < 0,87$  область  $\eta < \eta_{max}^{coh}(A)$ , которой отвечает при  $P_0 = 9$  ГэВ/с весьма узкий интервал разрешенных эффективных масс  $M$  даже на самых легких ядрах (показанные стрелками на рис. 6 границы когерентной области соответствуют  $u = 0,82$ , т.е. наименее строгому в данных условиях ограничению по  $\eta$ ).

### 3. ВНУТРИЯДЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Абсолютные значения  $F_i$  для одной и той же мишени, относящиеся к разным интервалам  $u_k$ , несколько различаются, однако в пределах области  $0,47 \leq u < 0,87$  расположение экспериментальных точек сравнительно мало меняется от интервала к интервалу, и в каждом из них довольно близко воспроизводит изображенную на рис. 6 картину. Поведение относительных выходов лидирующих адронов из некогерентной реакции  $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$  во всем измеряемом диапазоне  $u > 0,3$  показано на рис. 7. Значения функции  $R_A(u) = F_A^{inc}(u)/F_N(u)$  получены с использованием индивидуальных значений  $V_k$  для каждого интервала  $u_k$  и каждой мишени  $A$ . Поскольку в области  $0,47 \leq u < 0,87$  наличие  $A$ -зависимости параметра  $V_k$  статистически недостоверно, в соответствующих интервалах  $u_k$  на рис. 7 фигурируют также значения  $R_A^i$ , вычисленные с учетом этого обстоятельства - т.е. в каждом  $u_k$  взято среднее по всем мишеням значение  $\langle V \rangle_k$ . В большинстве случаев  $R_A$  и  $R_A^i$  в пределах ошибок совпадают<sup>3)</sup>, но в целом функция  $R_A^i(u)$  имеет более регулярный характер, поскольку значения  $\langle V \rangle_k$  и, следовательно

<sup>3)</sup> Использование усредненного по всей области  $0,47 \leq u < 0,87$  параметра  $\langle V \rangle$  дает практически те же численные оценки  $R_A$ , что и  $\langle V \rangle_k$ , без существенного выигрыша в точности.

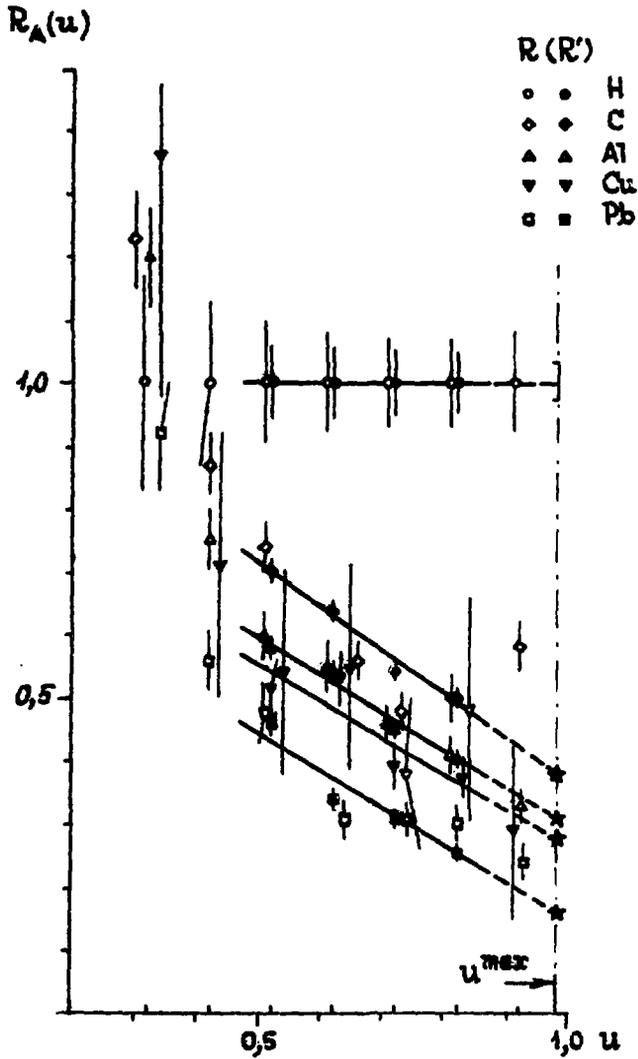


РИС. 7

Значения функции  $R_A(u) = F_A^{inc}(u)/F_H(u)$  для  $\eta = 0$ .

Темные точки в интервале  $0,47 \leq u < 0,87$  - значения  $R_A^i$ , полученные с использованием среднего по всем мишеням значения  $\langle B \rangle_K$  в каждом интервале  $u_K$ .

Прямые - линейная экстраполяция значений  $R_A^i(u)$  к кинематическому пределу  $u^{max} = 0,98$ .

но,  $R'_A$  определены точнее.

Количественная оценка эффективности поглощения лидирующих адронов в ядерном веществе по ослаблению внутри ядра-мишени "пучка  $L$ " извлекается из сравнения наблюдаемого на опыте эффекта с расчетом в терминах модели последовательных столкновений /1/. Расчеты такого рода неизбежно заключают в себе известную неопределенность.

Конкретная параметризация ядра (выбор функции распределения ядерной плотности) в "разумных" с общепринятой точки зрения пределах вносит в расчетное значение  $R_A$  ошибку, по-видимому, никак не меньше 10 - 15%. Описание на количественном уровне многократных перерассеяний вторичных частиц на составляющих ядро нуклонах весьма чувствительно к характеристикам "элементарного акта", которые известны с ограниченной точностью и, как правило, не для всего кинематически разрешенного диапазона и). С увеличением кратности столкновений  $\nu$  проблема неточности исходных параметров усугубляется, так что в конечном итоге результаты расчета оказываются довольно приблизительно.

Вклад многократных перерассеяний в заданный интервал углов и импульсов уменьшается при  $P_L \rightarrow P_L^{\max}$  и  $\theta_L \rightarrow 0$ , поэтому вносимую ими неопределенность можно свести к минимуму подходящим выбором  $P_L$  (возле кинематического предела) и  $\theta_L$  (в области поперечных импульсов  $P_L < 0,3 \div 0,4$  ГэВ/с, см. /1/). Первому условию ближе всего отвечает интервал импульсного спектра  $\langle \nu \rangle_k = 0,82$ , т.к. при больших  $\nu$  выделение некогерентных каналов становится проблематичным из-за резкого возрастания  $\eta_{\max}^{\text{coh}}$ . Для этого интервала  $\nu_k$  среднее значение поперечного импульса  $\langle P_L \rangle = 0,23$  ГэВ/с, т.е. второе условие соблюдается.

На рис. 8 приведены экспериментальные значения  $R'_A$ , которые построены по измерениям в интервале  $\langle \nu \rangle_k = 0,82$  для инклюзивной реакции  $pA \rightarrow p$ , и для полуйнклюзивной (некогерентной) реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$ , и нормированы на соответствующие значения  $R_A(b_L)$ , рассчитанные для случая, когда коэффициент поглощения лидирующего адрона в ядерном веществе  $b_L$  совпадает с "номинальным"  $b_0^p$ . Подробности расчета можно найти в работе /1/. Как и на рис. 1, расчетные значения  $R_A(b_L)$  не включают многократных перерассеяний. Если коэффициенты поглощения  $b_L$  соотнести в первом приближении с расположением экспериментальных точек на рис. 1, то при  $\nu \approx 0,83$  и

и) Заметим, что "элементарный акт" не идентичен, вообще говоря, взаимодействию со свободным протоном или нейтроном из-за специфических ядерных эффектов (ферми-движение, принцип Паули и т.д.), которые приходится учитывать косвенным путем (см. /1/).

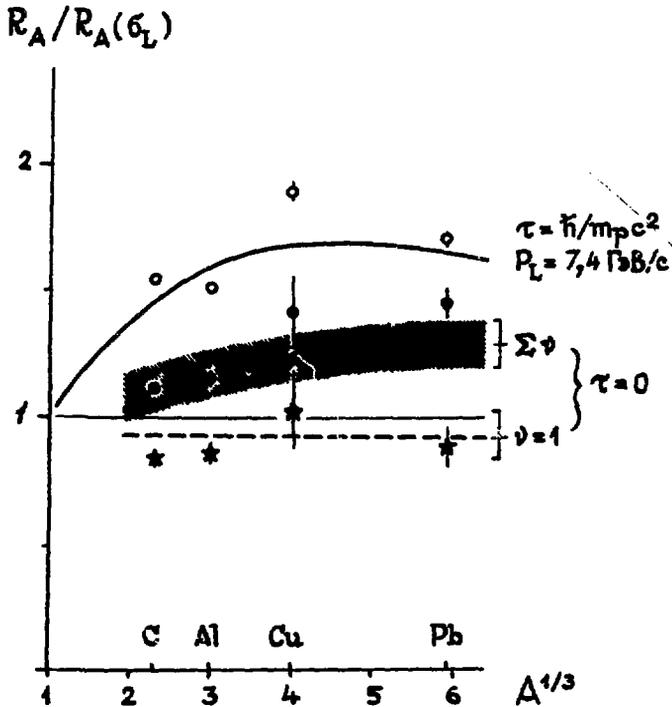


РИС. 8

Отношения экспериментальных значений функции  $R_A$  при  $P_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$  к расчетным значениям  $R_A(\delta_L)$  для  $\delta_L = \delta_0^P$ :

- $p_A \rightarrow p$
  - $p_A \rightarrow p\pi^\pm$
  - ★  $p_A \rightarrow p\pi^\pm$ ,      экстраполяция  $R_A^i(u)$  к  $u^{\max} = 0,98$ .
- $u = 0,82; \quad P_L = 0,23 \text{ ГэВ/с.}$

Кривая описывает формирование лидирующего нуклона с характерным временем  $\tau = \hbar/m_p c^2$  (ср. с рис.1).

Пунктир - эффект ферми-движения для однократного взаимодействия внутри ядра при  $P_L \approx 0,2 \text{ ГэВ/с}$ .

Штриховая полоса - ожидаемая  $A$ -зависимость при  $u = 0,82$  и  $\tau = 0$  с учетом многократных перерассеяний в ядре (за вычетом вклада ферми-движения)

$P_L \approx 0,2$  ГэВ/с соответствующее этим  $b_L^h$  увеличение наблюдаемых выходов лидирующих  $p$ ,  $\pi^+$  и  $K^+$  за счет многократных перерассеяний в каждом случае фактически компенсируется обратным эффектом, возникающим (вне зависимости от величины  $b_L$ ) вследствие ферми-движения и неупругой перезарядки  $p \leftrightarrow n^*$ .

Подобное рассуждение в равной мере применимо к экспериментальным точкам для инклюзивной реакции  $pA \rightarrow p$  при  $P_0 = 9$  ГэВ/с на рис.8. Стало быть, ход этих точек от ядра к ядру можно непосредственно сопоставить с проходящей поблизости кривой  $P_L = 7,4$  ГэВ/с из того же семейства, что и аналогичные кривые для  $\tau = \hbar / m_p c^2$  на рис.1. Экспериментальные точки для полуйнклюзивной реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$ , особенно на легких ядрах, располагаются гораздо ближе к 1, указывая тем самым на высокую эффективность внутриядерного поглощения (т.е.  $b_L \approx b_0^p$ ). При таких условиях вклад многократных перерассеяний в окрестности  $u \approx 0,82$  и  $P_L \approx 0,23$  ГэВ/с получается порядка 19% для ядра С, и достигает  $\sim 35\%$  для ядра РЬ /1/.

Ожидаемое с учетом внутриядерных перерассеяний всех возможных кратностей  $\nu$  при  $b_L = b_0^p$  поведение функции  $R_A^\nu(b_0^p) / R_A^{(0)}(b_0^p)$ , за вычетом вклада ферми-движения (перезарядка  $p \leftrightarrow n$  в данном случае не играет заметной роли), изображено на рис.8 штриховкой. Если принять 10% точность расчета функции  $R_A$  (ширина штриховой полосы на рис. 8), то можно констатировать хорошее согласие гипотезы  $b_L = b_0^p$  с экспериментом ( $\chi^2 = 3,30$ ,  $df = 4$ ).

Описанная в предыдущих разделах постановка опыта позволяет измерить коэффициент поглощения  $b_L$ , оставаясь в рамках эмпирического подхода и не прибегая к имеющим сомнительную надежность расчетам многократных перерассеяний. Как уже было отмечено, метод "ослабления пучка L" в ядре-мишени реализуется в наиболее чистом виде вблизи кинематического предела  $u^{\max}$ , где любое повторное взаимодействие внутри ядра влечет за собой уменьшение относительного выхода лидирующих частиц. Когда измерения проводятся при некотором  $u' < u^{\max}$ , вклад многократных перерассеяний в заданный интервал углов и импульсов, грубо говоря, пропорционален доле частиц в жесткой части инклюзивного спектра для  $pp$ -столкновения  $db/du$  (включая сюда и упругий пик), обрезанной абсциссой  $u'/1$ .

Спектр лидирующих протонов, вылетающих из водородной мишени под сравнительно небольшими углами  $\theta_L$  (т.е. с поперечными импульсами порядка  $\langle P_L \rangle$  и меньше), на своем значительном протяжении близок к равномерному. Поэтому при постоянном коэффициенте погло-

к) Согласно оценкам работы /1/, суммарный эффект указанных процессов составляет для реакций  $pA \rightarrow p$ ,  $pA \rightarrow \pi^+$  и  $pA \rightarrow K^+$  приблизительно 8, 20, и 10%.

щения  $b_L$  добавка от многократных перерассеяний в некогерентных каналах рА-взаимодействия должна расти с уменьшением  $u$  в некоторой, довольно широкой области приблизительно линейно. Как видно из рис.7, ход функции  $R'_A$  для всех мишеней в области  $0,47 \leq u < 0,87$  не слишком отстает от линейной зависимости ( $\langle \chi^2 \rangle_A = 3,36, df = 3$ ) в расчете на одну мишень). Экстраполяция этой зависимости к кинематическому пределу для дифракционного рождения  $pp \rightarrow p\pi^\pm$ ,  $u^{max} = 0,98$  (соответствующая эффективная масса  $M^{max} = 2,05$  ГэВ/с) дает "истинные" значения  $R_A^{(1)}$ , определяемые только вероятностью (однократного) повторного столкновения лидирующего протона с нуклонами внутри ядра-мишени - т.е. не содержащие примеси многократных перерассеяний. Полученные таким путем оценки  $R_A^{(1)}$  (они изображены на рис. 7 звездочками), будучи нормированы к расчетным значениям  $R_A^{(1)}(b_0^p)$ , располагаются на рис.8 (в виде таких же звездочек) в целом даже несколько ниже 1 - впрочем, как раз настолько ниже, насколько этого требует эффект ферми-движения ( $\chi^2 = 2,17, df = 4$ ).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В чисто эмпирическом плане полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

В рА-взаимодействиях при  $P_0 = 9$  ГэВ/с фрагментация пучка с рождением заряженных адронов в некогерентных каналах определяется, как правило, кинематикой дифракционного типа  $pp$  (или  $p\pi$ )  $\rightarrow N^* \rightarrow p\pi, p\pi\pi, \dots$  и т.д.

- Коэффициент поглощения лидирующих ("сохранившихся") протонов в ядерном веществе  $b_L$ , измеренный для полуинклюзивной некогерентной реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$  методом "ослабления пучка L" внутри ядра-мишени, совпадает с "номинальным" значением  $b_0^p$  - т.е. соответствует сечению поглощения протона со свободным нуклоном.

- В области импульсного спектра лидирующих протонов  $0,47 \leq u < 0,87$  распределение по углам разлета  $\eta$  частиц, рожденных на отдельных нуклонах в ядре в реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$ , такое же, как в  $pp$ -столкновении.

Эти результаты взаимосвязаны и допускают двоякую интерпретацию. Если предположить, что вторичные частицы генерируются в "элементарном акте" прямо, и проходят затем через ядерное вещество независимо друг от друга, то на первый взгляд создается впечатление, будто бы энергичные вторичные протоны эффективно поглощаются внутри ядра, а сопутствующие им пионы нет. Действительно, испитав в ядре  $\nu$  столкновений и рассеявшись всякий раз на угол  $\theta \approx \langle P_1 \rangle / \langle P_+ \rangle$ , сравнимый с первоначальным  $\eta$ , вторичный пион поки-

нет ядро  $A$ , в среднем, под углом  $\eta \sim (\eta^2 + \theta^2 \nu)^{1/2}$  к направлению "пучка  $L$ " (см. рис. 9,а)<sup>А)</sup>. Ориентируясь на расчеты многократных перерассеяний в ядре из работы /1/ и приписав пионам "номинальный" коэффициент поглощения  $b_0^\pi$ , получим для некогерентной реакции  $p\bar{p} \rightarrow \pi$ ,  $\langle \nu \rangle \approx 2,26$ . Параметр наклона углового распределения в  $\eta$ -представлении  $B_A = \langle \sin^2 \eta / 2 \rangle_A^{-1} \sim \langle \eta \rangle_A^{-2}$ , поэтому зависимость  $B_A$  от  $A$  должна быть довольно сильной. Скажем, если средний поперечный импульс пионов в  $\pi p$ -взаимодействии  $\langle P_\perp \rangle \approx 0,3$  ГэВ/с, и в области  $0,47 \leq u_p < 0,87$   $\langle P_\pi \rangle \leq \langle u_\pi \rangle_{P_0} = \langle 1 - u_p \rangle_{P_0} \approx 2,8$  ГэВ/с, то "номинальный" коэффициент поглощения  $b_0^\pi$  приводит для линейной аппроксимации (\*\*\*) к значению  $\beta \leq -1,26$ . Наблюдаемые на опыте значения  $\beta$  достигают таких величин лишь при самых малых  $u_p \sim 0,3$ ; а в области  $0,47 \leq u_p < 0,87$  практически неотличимы от нуля.

Сравнивая среднее по указанной области значение  $\langle \beta \rangle = 0,07 \pm 0,12$  с ожидаемым для  $b^\pi = b_0^\pi$  и учитывая, что в реальном диапазоне  $\eta$  и  $\nu$   $\langle \beta \rangle \sim \langle \nu \rangle \sim b^\pi$ , приходим к верхней оценке  $b^\pi \approx 0,136 b_0^\pi$  (если взять два стандартных отклонения), или  $b^\pi \approx 0,046 b_0^\pi$  (если ограничиться одним). Эти очень грубые оценки показывают, однако, что в случае прямой генерации пионов в некогерентном канале  $pA \rightarrow p\pi^\pm$  они, в противоположность протонам, крайне слабо поглощаются в ядерном веществе. Вывод получается обратный тому, который следует из данных инклюзивного эксперимента при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с (рис.1), согласно которым ослабление "пучка" лидирующих  $\pi^+$  из реакции  $pA \rightarrow \pi^+$  внутри ядра-мишени соответствует "номинальному" коэффициенту поглощения  $b_L = b_0^\pi$ .

Кинематическая граница  $u_\pi^{\max}$  для когерентного рождения  $\pi^+$  протонами при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с лежит ниже 0,8 даже на самых легких ядрах, тогда как для дифракционных процессов на отдельных нуклонах в ядре типа  $pp \rightarrow M^* \rightarrow \pi_L^+ (+n')$   $u_\pi^{\max}$  достигает 0,9. Рождение в центральной области отодвигает кинематический предел еще дальше ( $u_\pi^{\max} = 0,95$ ). Таким образом, представленную на рис.1 инклюзивную реакцию  $pA \rightarrow \pi^+$  при  $u = 0,83$  можно отнести частично к процессам центрального рождения, а частично - к тому же самому классу событий, что и рассматриваемые в настоящем эксперименте некогерентные полуинклюзивные реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$  при  $P_0 = 9$  ГэВ/с<sup>М)</sup>. Поэтому прямо противоположные выводы из двух экспериментов поначалу ставят в тупик.

Разгадку, впрочем, измыслить не трудно, если формально

А) Средний поперечный импульс продуктов распада дифракционно рожденной массы  $M \sim 1,5$  ГэВ/с<sup>2</sup> такого же порядка, что и средний поперечный импульс пионов в  $\pi p$ -взаимодействии  $\langle P_\perp \rangle$ .

М) Различие состоит лишь в конкретной геометрии "распада" промежуточного состояния  $M^*$ .

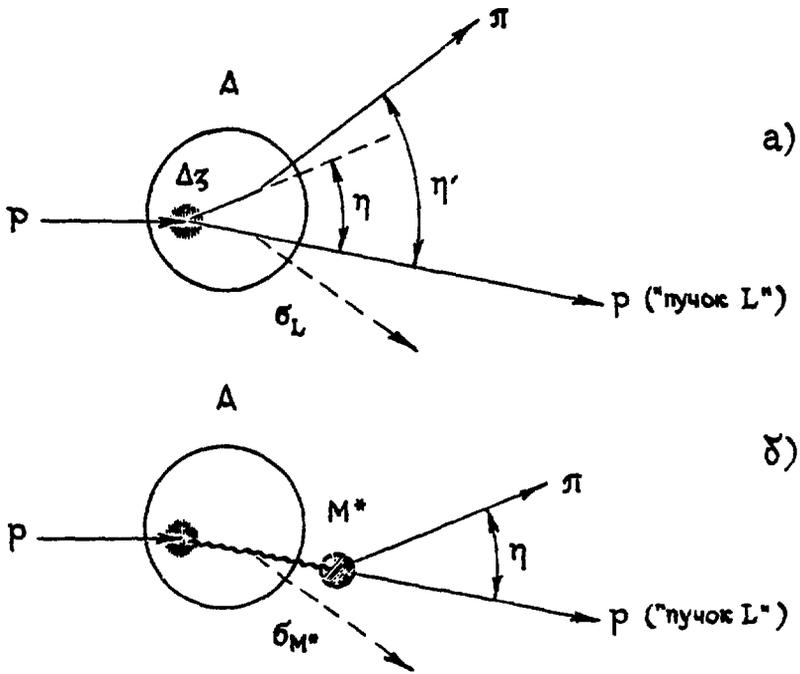


РИС. 9

Иллюстрация влияния ядра на  $\eta$ -распределение в случае прямого рождения пионов на нуклоне в ядре  $pN \rightarrow p\pi$  (а) и рождения через связанное промежуточное состояние  $pN \rightarrow M^* \rightarrow p\pi$  (б)

введенный образ промежуточного состояния  $M^*$  перевести в плоскость физической реальности. Говоря проще, рождение адронов в некогерентных  $pA$ -взаимодействиях дифракционного типа предлагается рассматривать как процесс, протекающий в два этапа. Непосредственно в "элементарном акте" возникает связанное барионное состояние, которое проходит через ядерное вещество как единый реально существующий объект  $M^*$ , а за пределами ядра распадается на адроны (рис. 9,б).

В инклюзивной постановке опыта ослабление "пучка" любого из наиболее энергичных фрагментов  $L$  (безразлично какого) отражает поглощение в ядерном веществе объекта  $M^*$ , к которому и следует относить оценку коэффициента поглощения  $b_L$ . В полуинклюзивном эксперименте сопровождающие частицы наблюдаются всегда в комбинации с лидером  $L$ , причем лишь в тех случаях, когда последний фигурирует в заданном интервале углов и импульсов - т.е. в "пучке  $L$ ". Стало быть, регистрируются только такие события, в которых объект  $M^*$  не испытал в ядре взаимодействия, неизбежно нарушающего фазовую конфигурацию фрагментов. Поэтому асимптотические характеристики частиц сопровождения, представленных в имеющейся выборке событий дифракционного типа  $pA \rightarrow p\pi^{\pm}$ , никак не чувствуют наличия ядра.

Применительно к прямому рождению  $pA \rightarrow \pi_L^+$  в центральной области, как процессу некогерентному, метод "ослабления пучка  $L$ " дает правильную величину коэффициента поглощения в ядерном веществе лидирующей частицы  $b_L$ . Оценку таким методом коэффициента поглощения дифракционного кластера из некогерентной реакции  $pA \rightarrow M^* \rightarrow L \pi^{\pm}$  можно назвать непосредственным измерением  $b_{M^*}$  лишь в ближайшей окрестности кинематического предела  $u_L^{\max}$ , когда траектории  $L$  и  $M^*$  совпадают, и импульс  $P_L$  достигает максимума.

При  $u < u_L^{\max}$ , измеряя выход частиц  $L$  в заданном интервале углов и импульсов, мы имеем дело с "пучком  $M^*$ ", параметры которого не фиксированы, а интегрируются по некоторой области фазового пространства. Этот эффект аналогичен эффекту многократных перерассеяний и приводит к более или менее значительному (в зависимости от  $\theta_L$  и  $u_L$ ) занижению оценки  $b_{M^*}$ . Если считать, что оба эти эффекта по порядку величины сравнимы, то присутствие некогерентных дифракционных каналов  $pA \rightarrow M^* \rightarrow \pi_L^+$  на фоне прямого рождения  $\pi_L^+$  в центральной области не особенно сильно сместит экспериментальные точки на рис. 1 для инклюзивной реакции  $pA \rightarrow \pi_L^+$  при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с и  $u_{\pi} = 0,83$ . Следовательно, оценка  $b_L^{\pi} \approx b_0^{\pi}$  близка к истине.

С другой стороны, из-за отсутствия корреляции между адро-

нами, происходящими из центральной области <sup>н)</sup>, отбор лидирующих частиц по тому или иному признаку не затрагивает судьбу всех остальных частиц, т.е. не влияет на их характеристики, наблюдаемые в полуинклюзивном эксперименте. Появление А-зависимости параметра наклона углового распределения в  $\eta$ -представлении для реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$  при самых малых  $u_p$  на рис.5 указывает на значительный вклад процессов прямого рождения, которые демонстрируют таким образом эффективное поглощение  $\pi^\pm$ , путешествующих в ядре индивидуально. В подобной трактовке рис.5 и рис.1 также согласуются друг с другом.

Завершая анализ результатов данного эксперимента, приходим к выводу, что при энергиях  $\sim 10$  ГэВ фрагментация протонов в некогерентных рА-столкновениях (а значит и в рр-столкновениях с достаточно большой передачей импульса мишени) осуществляются через некоторое связанное барионное состояние. Это состояние типа изобары или дифракционного кластера обнаруживает свойства реального физического объекта, который в отношении эффективности взаимодействия с нуклонами в ядре не отличается от свободного протона - т.е.  $b_{n^*} = b_0^p$ . Энергичные вторичные пионы, родившиеся в центральной области на отдельных нуклонах ядра, также поглощаются в ядерном веществе с "номинальной" эффективностью  $b_L^{\pi^*} = b_0^{\pi^*}$ . Отсюда можно заключить, что адроны формируются весьма быстро.

Если для количественной оценки времени формирования  $\tau$  выбрать наиболее жесткий критерий, т.е. использовать соотношение  $\tau \leq r_n / c u$  для  $\pi^\pm$  из рА-взаимодействий при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с и  $u_p = 0,83$ , получим верхнюю границу  $\tau \leq 0,01 \cdot \hbar / m_\pi c^2$ . Таким образом, перестройка кварковой структуры адронов в существенно неупругих "мягких" процессах не приводит к заметным возмущениям на уровне свойств реальных частиц - или эти возмущения настолько мимолетны, что при энергиях 10 - 20 ГэВ они ускользают от наблюдения.

## 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ.

Дилемма относительно конкретного механизма взаимодействия - прямое рождение или рождение через связанное промежуточное состояние  $M^*$  - имеет, вообще говоря, принципиальное значение. Постановка опыта, как она изображена на рис.2, предусматривает возможность однозначного выбора в пользу того или иного механизма применительно к полуинклюзивной реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$ . Включение черенковского счетчика для идентификации лидирующего адрона L позволяет, так

<sup>н)</sup> Имеется ввиду исключительно корреляции, обусловленные реальным существованием связанного промежуточного состояния.

сказать обернуть задачу - т.е. измерять ослабление "пучка" лидирующих  $\pi^{\pm}$  и наблюдать угловое распределение быстрых протонов.

С учетом результатов настоящей работы прямому рождению должна отвечать сильная зависимость параметра наклона  $\eta$ -распределения от  $A$  ( $\beta \ll 0$ ) и почти полное отсутствие "ослабления пучка  $L$ " ( $b_L \approx 0$ ). Напротив, воспроизведение первоначальной картины (т.е.  $\beta \approx 0$  и  $b_L \approx b_0^p$ ) будет наиболее убедительным доказательством реального существования промежуточного состояния  $M^*$ . Последний вариант оставляет мало надежды измерить сравнительно простыми методами коэффициент поглощения собственно протонов в ядерном веществе, используя первичный протонный пучок. По-видимому, для этой цели больше подходят реакции прямого рождения в центральной области типа  $\pi A \rightarrow p_L$ .

Вопрос о природе состояния  $M^*$  остается открытым. Это может быть резонанс ( $\Delta^{++}$  или  $\Delta^0$ ) или какое-то нерезонансное образование с непрерывным массовым спектром. Экспериментальное исследование данного вопроса требует прежде всего достаточно большой статистики - в частности, в эксклюзивных двухчастичных каналах  $pA \rightarrow p\pi^{\pm}$  (медленные фрагменты ядра  $A'$  не в счет) - с тем, чтобы при каждом и можно было построить пригодное для детального анализа  $\eta$ -распределение, отражающее спектр эффективных масс системы  $p\pi^{\pm}$ .

Следует также иметь в виду, что эксклюзивная реализация двухчастичных заряженных каналов в некогерентных  $pA$ -столкновениях предполагает перезарядку мишени  $pp \rightarrow p\pi^+(n')$  или  $pn \rightarrow p\pi^-(p')$ . Соотношение вероятностей этих двух процессов влияет определенным образом на соотношение выходов лидирующих протонов из  $pp$ - и  $pA$ -взаимодействия. В среднем, коэффициенты перезарядки  $p \rightarrow \pi$  и  $n \rightarrow p$  одинаковы, но как обстоит дело при той или иной фиксированной топологии не вполне ясно. Для более корректной нормировки функции  $R_A$  целесообразно использовать сочетание измерений на водороде и дейтерии, избавляющее от необходимости привлекать всякого рода косвенные соображения по поводу перезарядки (а заодно и ферми-движения).

Все сказанное иллюстрирует текущее состояние проблемы и очерчивает круг задач на ближайшее будущее.

Наконец, напомним один из полученных нами результатов, имеющий отношение скорее к истории вопроса, но тем не менее поучительный. Речь идет о поведении функции  $R_A$  для инклюзивной реакции  $pA \rightarrow p$  при  $P_0 = 9$  ГэВ/с. Само по себе оно хорошо вписывается в общую картину энергетического хода инклюзивных сечений генерации лидирующих протонов из  $pA$ -взаимодействий, интерпретация которой в терминах модели последовательных столкновений приводит к характерному времени формирования протонов  $\tau \sim \hbar / m_p c^2$  (ср. рис.1 и рис.8).

В этом смысле здесь нет ничего нового. Важно, однако, существенное различие функции  $R_A$  для инклюзивной реакции  $pA \rightarrow p$  и для полуинклюзивной некогерентной реакции  $pA \rightarrow p\pi^\pm$ , установленное на материале одного эксперимента. Характер указанного различия сразу же наводит на мысль, что наблюдаемый в инклюзивной постановке опыта избыток лидирующих протонов, вылетающих из тяжелых ядер, обязан своим появлением именно когерентным процессам, роль которых возрастает с энергией. В такой ситуации область взаимодействия  $\Delta Z$  не определена, и оценка времени формирования частиц  $\pi$  методом "ослабления пучка L" внутри ядра-мишени теряет смысл.

-----

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Проблема "яных" состояний частиц. // Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР 87-04, Алма-Ата, 1982.
2. Бельзер Л.И. и др. Экспериментальная установка "Сцинтилляционный магнитный спектрометр" (СМС-МГУ). // P1-87-591, ОИЯИ, Дубна, 1987.

Леонид Иосифович Бельзер  
Виктор Александрович Бодягин  
Ирина Николаевна Варданян  
Андрей Михайлович Грибушин  
Андрей Иванович Демьянсов  
Александр Альбертович Ершов  
Николай Алексеевич Жарков  
Ольга Леонидовна Кодолова  
Александр Игоревич Островидов  
Людмила Ивановна Саричева  
Николай Борисович Синев

**ФРАГМЕНТАЦИЯ АДРОНОВ НА ЯДРАХ И  
ВНУТРИЯДЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ - 88 - 54/75.  
Работа поступила в ОНТИ НИИЯФ МГУ 30.11.88

---

Редактор

Э.П.Чикова

---

Подписано к печати 14.12.88г. Л-35825.  
Печать офсетная. Бумага для множительных аппаратов.  
Формат 60x84/16. Уч.-изд.л. - 1,7 . Усл.п.л. - 2,0 .  
Заказ № 4267. Тираж 100 экз.  
Бесплатно.

---

Отпечатано в лаборатории офсетной печати  
и множительной техники  
Отдела научно-технической информации НИИЯФ МГУ  
119899, Москва ГСП