

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/12-77

Б-916

P2 - 10927

5061/2-77

В.В.Буров, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

О МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИЙ
КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

1977

P2 - 10927

В.В.Буров, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

О МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИЙ
КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Направлено в "Nuclear Physics"

О механизме реакций кумулятивного рождения частиц
в протон-ядерных столкновениях

Предложен механизм взаимодействия высокоэнергичных протонов с ядрами, где главную роль играют элементарные подпроцессы взаимодействия партонов, принадлежащих флуктонам ядра, с партонами падающей частицы. На этой основе интерпретируются экспериментальные данные по рождению кумулятивных пионов и протонов в протон-ядерных столкновениях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

On Mechanism of Particle Cumulative Production
in Proton-Nuclei Collisions

The mechanism is suggested for the interaction of high-energy protons with nuclei, where the elementary subprocesses of the interaction of partons belonging to fluctuons of nuclei play the main role. The data can be interpreted on the production of the cumulative pions and protons from proton-nuclei collisions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально наблюдаемые особенности инклюзивных реакций рождения быстрых /кумулятивных/ частиц в протон-ядерных столкновениях при больших передачах импульса типа $pA \rightarrow \pi + \dots$ ^{/1/} и $pA \rightarrow p + \dots$ ^{/2/} при $E_p \gg 1 \text{ ГэВ}$ состоят в следующем: 1/ вторичные частицы рождаются далеко за пределами кинематически разрешенной области для соответствующих реакций на свободных нуклонах $pp \rightarrow \pi + \dots$ и $pp \rightarrow p + \dots$; 2/ энергетические спектры вторичных частиц близки к экспоненциальной зависимости $E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} \sim CA^n \exp(-T/T_0)$, где пара-

метры C и T_0 слабо зависят от энергии налетающих частиц и атомного веса ядра-мишени / $n=1$ для больших T /, а $T_0 \approx 60 \text{ МэВ}$ для $(pA \rightarrow \pi + \dots)$ - и $T_0 \approx 37 \text{ МэВ}$ для $(pA \rightarrow p + \dots)$ -реакции при углах регистрации вторичных частиц $\theta \approx \pi$.

Имеется ряд работ /список литературы см., напр., в обзорах^{/3-6/} /, в которых делаются попытки хотя бы качественно интерпретировать эти явления. Здесь мы хотим продолжить исследование, начатое в^{/7/}, где на основе предположения о возможном существовании флюктонов в ядрах /флуктуаций сжатия плотности ядерного вещества^{/8/} / удалось полуколичественно на феноменологической основе объяснить основные закономерности $(pA \rightarrow \pi + \dots)$ -реакции. Идея состояла в предположении о том, что падающая частица взаимодействует с флюктонами ядра - объектами массы $M = km$ (m - масса

нуклона, k - число нуклонов во флуктоне). Тогда в импульсном приближении сечение ($pA \rightarrow \pi + \dots$) -реакции можно выразить через соответствующее сечение протон-флуктонного взаимодействия. Последнее же на основе соображений о масштабной инвариантности ^{/9/} может быть выражено через известное из эксперимента сечение ($pp \rightarrow \pi + \dots$) -реакции с помощью введения переменной $x_k = x_1/k$, где $x_1 = p_{||}^{\pi} / p_{||}^{\pi \text{ max}}$ в ц-системе pp -столкновения. Расчеты ^{/7/} и сравнение их с экспериментом ^{/1/} показали, что в таких флуктонах расстояние между нуклонами имеет порядок размеров ко-ра сил нуклон-нуклонного взаимодействия.

В данной работе делается попытка установить механизм нуклон-флуктонного взаимодействия с привлечением партонных моделей взаимодействия частиц при высоких энергиях. Это позволяет на более глубокой основе рассмотреть те же реакции рождения кумулятивных пионов на ядрах. С другой стороны, это дает общий базис для построения механизма рождения других кумулятивных частиц в столкновениях различных частиц высокой энергии с ядрами. В качестве примера здесь анализируются также инклюзивные ($pA \rightarrow p + \dots$) реакции с выходом протонов под углами назад. Эти последние наиболее интересны, поскольку в соответствующей элементарной реакции $pp \rightarrow p + \dots$ выход протонов назад в лабораторной системе запрещен в силу кинематики процесса.

2. МЕХАНИЗМ РЕАКЦИЙ И ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ

Итак, при построении модели механизма реакций кумулятивного рождения частиц в протон-ядерных столкновениях мы используем следующие предположения:

1. Падающая частица высокой энергии взаимодействует с группой из k нуклонов, находящихся в состоянии сильной корреляции в малом объеме $V_{\xi} = 4\pi r_{\xi}^3 / 3$. Такое образование - флуктуация сжатия ядерной материи /флуктон/ ведет себя в процессе взаимодействия с

падающим нуклоном как единое целое с массой $M_k = km$, где m - масса нуклона. Вероятность β_k нахождения флуктона в малом объеме $V_\xi \ll V_{\text{ядра}} = AV_0 = A \frac{4}{3} \pi r_0^3$, где r_0 - радиус нуклона, можно получить, используя распределение Пуассона теории флуктуаций, откуда /с учетом нормировки сечения/ имеем

$$\beta_k \approx \left(\frac{A}{k} \right) \left(V_\xi / AV_0 \right)^{k-1} \approx \frac{A}{k!} \left(\frac{V_\xi}{V_0} \right)^{k-1} \quad /1/$$

2. При достаточно больших энергиях в системе равных скоростей падающего нуклона и ядра флуктон рассматривается как система невзаимодействующих партонов. Распределение по импульсам каждого из них можно найти интегрированием по фазовому объему остальных с учетом закона сохранения полного четырехимпульса. Тогда^{10/}

$$G_{i/N}(x) \sim a_i^N (1-x_1)^{y_i \delta} \quad (x_1 \rightarrow 1), \quad /2/$$

$$G_{i/k}(x) \sim a_i^k (1-x_k)^{y_i^k \delta} \quad (x_k \rightarrow 1), \quad /3/$$

где $x_k = x_1/k$, $x_1 = \frac{\pi}{P_{||}} / \frac{\pi}{P_{||} \max}$; y_i и y_i^k - параметры партоновой модели, причем $y_i^k = y_i + 6(k-1)$, а при $\delta = 1$ степенной характер убывания в /1/ и /2/ с ростом $x_k \rightarrow 1$ удовлетворяет правилам кваркового счета^{11/}. Параметр $\delta < 1$ вводится здесь для того, чтобы параметризовать данные по $(pp\pi \dots)$ -реакции в области средних значений $x < 1$, так как именно эта область дает наиболее существенный вклад в реакции на ядрах^{7/3}. Основными элементарными subprocessами изучаемых реакций при участии флуктонов с выходом вторичных частиц назад под углами $\theta \sim 180^\circ$ в лабораторной системе являются процессы, изображенные на *рис. 1а, б*. Так, на *рис. 1а* пион, как партон, принадлежащий флуктону, рассеивается на партонах падающего нуклона с малой передачей импульса. Тогда в качестве сечения этого процесса можно взять известное сечение обмена реджеоном

$$\frac{d\sigma}{dt}(\text{малые } t') \sim s^{2\alpha(t')-2} F(t'), \quad /4а/$$

На рис. 1б падающий протон взаимодействует с партонами флюктона, при этом можно использовать масштабное поведение инклюзивного процесса $p_i \rightarrow p + \dots$:

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{dp_p^3} (p + i \rightarrow p + \dots) = f_i(x). \quad /46/$$

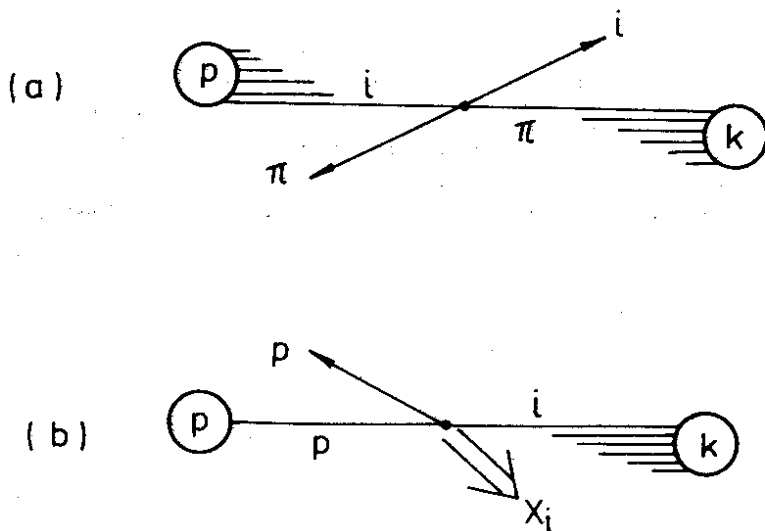


Рис. 1. Диаграммы элементарных подпроцессов /а/ ($p_k \rightarrow \pi + \dots$) - и /б/ ($p_k \rightarrow p + \dots$) - реакций.

В выбранной системе координат можно пользоваться импульсным приближением и записать инвариантные сечения ($pA \rightarrow \pi + \dots$) - и ($pA \rightarrow p + \dots$) - процессов как произведение соответствующих вероятностей /1/-/4/, проинтегрированных по импульсам партонов, участвующих в реакции. Тогда

$$E_\pi \frac{d^3 \sigma}{dp_\pi^3} = \frac{1}{\pi} \sum_{ik} \beta_k \int d\xi d\zeta G_{\pi/k}(\zeta) G_{i/N}(\xi) s' \delta(s'+t'+u') \frac{d\sigma}{dt'}$$

$$s' = \xi \zeta k s_1; \quad t' = \xi k u_1; \quad u' = \zeta t_1$$

/5/

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{d p_p^3} = \sum_{ik} \beta_k \int d\zeta G_{i/k}(\zeta) E_p \frac{d^3 \sigma}{d p_p^3}(p+i \rightarrow p+\dots, s=k\zeta s_1), \quad /6/$$

где ζ - доля импульса партона в k -м флуктоне, а ξ - в падающем нуклоне.

Вначале упростим выражение /5/. Для этого проинтегрируем его с помощью δ -функции:

$$E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d p_\pi^3} = \sum_{ik} \beta_k \frac{a_\pi^k a_i^N}{\pi} \left(1 - \frac{|u_1|}{s_1}\right)^{\gamma_i} \frac{|u_1|}{s_1} \int_{\xi_{\min}}^1 d\xi \xi^2 (1-\xi)^{\gamma_\pi^k} \times \\ \times (\xi - \xi_{\min})^{\gamma_i} (\xi - \xi')^{-\gamma_i - 2} \frac{d\sigma}{dt}(s', x_k), \quad /7/$$

где

$$\xi_{\min} = \frac{|t_1|}{k(s_1 - |u_1|)}, \quad \xi' = \frac{|t_1|}{k s_1}.$$

Здесь наиболее сильно меняющейся функцией является $(1-\xi)^{\gamma_\pi^k}$. Это позволяет сделать приближенную оценку интеграла, а именно вынести из-под знака интеграла слабо меняющиеся функции в точке верхнего предела и провести интегрирование оставшейся части. В результате, выделяя в сечении множитель с показателем $6(k-1)$, зависящим от числа нуклонов k во флуктоне, представим /7/ в виде

$$E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d p_\pi^3}(pA \rightarrow \pi) = \frac{1}{\pi} \sum_{ik} \beta_k a_\pi^k a_i^N \left(1 - \frac{|u_1|}{s_1}\right)^{\gamma_i} \frac{|u_1|}{s_1} \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt}(s_k = k s_1, x_k) (1-\xi')^{-\gamma_i - 2} (1-\xi_{\min})^{\gamma_i + \gamma_\pi^k + 1} \quad /8/$$

Заметим, что здесь можно выделить часть сомножителей и сформулировать из них выражение

$$E_{\pi} \frac{d^3 \sigma}{dp_{\pi}^3} (pp \rightarrow \pi) = \frac{1}{\pi} \sum_i a_{\pi}^N a_i^N \left(1 - \frac{|u_1|}{s_1}\right)^{\gamma_i} \frac{|u_1|}{s_1} (1 - \xi')^{-\gamma_i - 2} \times$$

$$\times (1 - \xi_{\min})^{\gamma_i + \gamma_{\pi} + 1} \frac{d\sigma}{dt} (s = ks_1, x_k), \quad /9/$$

которое представляет собой сечение pp_{π} -реакции с кинематикой $t=t_1$, $s=ks_1$, $u=ku_1$, полученное в тех же приближениях, что и /7/, /8/. Мы используем этот эффект для того, чтобы выразить интересующее нас сечение реакции $pA \rightarrow \pi + \dots$ через экспериментальное сечение pp_{π} -реакции. Тогда /8/ представим как

$$E_{\pi} \frac{d^3 \sigma}{dp_{\pi}^3} (pA \rightarrow \pi + \dots) = \sum_k \beta_k \frac{a_{\pi}^k}{a_{\pi}^N} \frac{\gamma_{\pi} + 1}{\gamma_{\pi}^k + 1} (1 - \xi_{\min})^{6(k-1)\delta} \times$$

$$\times E_{\pi} \frac{d^3 \sigma}{dp_{\pi}^3} (pp \rightarrow \pi, t_1, ks_1). \quad /10/$$

Аналогичным образом преобразуем сечение /6/ реакции $pA \rightarrow p + \dots$ кумулятивного рождения протонов. При этом учтем, что сечение /4б/ элементарной реакции

$$\frac{d^3 \sigma}{dp_p^3} (p+i \rightarrow p + \dots) = f_i \left(\frac{x_1}{k\xi}; s = k\xi s_1, p_{\perp} \right) \text{ зависит от пере-}$$

менной $x = x_1 / k\xi < 1$, что ограничивает нижний предел интегрирования /6/ величиной $\xi_{\min} = x_1 / k$. где $x_1 = p_{\perp}^{\text{cm}} / p_{\perp}^{\text{cm}} \text{max}$ в NN-системе. Тогда, используя те же рассуждения, что и при выводе /8/, получаем

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{dp_p^3} (pA \rightarrow p + \dots) = \sum_k \beta_k (1 - \xi_{\min})^{6(k-1)\delta} \sum_i \frac{(1 - \xi_{\min})}{1 + \gamma_i} \times$$

$$\times \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i^k + 1} f_i \left(\frac{x_1}{k}, ks_1, p_{\perp} \right) = \sum_k \beta_k \left(1 - \frac{x_1}{k}\right)^{6(k-1)\delta} \times$$

$$\times E_p \frac{d^3 \sigma}{dp_p^3} (pp \rightarrow p + \dots, x = \frac{x_1}{k}, s_k, p_{\perp}). \quad /11/$$

где $E_p \frac{d^3\sigma}{dp_p^3} (pp \rightarrow p + \dots)$ - сечение инклюзивной реакции рождения протонов в pp -столкновениях. Выражения /10/ и /11/ можно использовать для расчетов сечений $(pA \rightarrow \pi + \dots)$ - и $(pA \rightarrow p + \dots)$ -реакций, предварительно параметризовав экспериментальные сечения соответствующих элементарных реакций как функции переменных x , s , p_{\perp} .

3. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Для проведения качественного анализа и выяснения физического смысла наблюдаемых на эксперименте закономерностей поведения инклюзивных реакций рождения кумулятивных частиц на ядрах проведем дальнейшие упрощения выражений /10/, /11/. Действительно, если использовать условия $E \gg M_k$, $k \gg 1$, то можно приближенно записать

$$(1-x_1/k)^{6(k-1)\delta} \approx e^{-6x_1\delta} \quad /12a/$$

$$\beta_k \approx \frac{\Lambda}{k!} \left(\frac{r\xi}{r_0}\right)^{3(k-1)} \approx \frac{\Lambda}{\sqrt{2k\pi}} \left(\frac{r\xi}{r_0}\right)^{3(k-1)} e^{-k \ln k + k} \quad /12б/$$

$$\Sigma_k \sim \int dk. \quad /12в/$$

Тогда, параметризуя качественно сечения элементарных реакций /12/ в виде

$$E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp_{\pi}^3} (pp \rightarrow \pi + \dots) \approx \theta(1-x_1) e^{-\Delta x_1}, \quad \Delta = 5, \quad x_1 \rightarrow 1; \quad /13a/$$

$$E_p \frac{d^3\sigma}{dp_p^3} (pp \rightarrow p + \dots) \approx \theta(1-x_1) f(p_{\perp}), \quad /13б/$$

приходим к следующим аналитическим формулам:

$$E_{\pi} \frac{d^3 \sigma}{dp_{\pi}^3} (pA \rightarrow \pi + \dots) \approx \text{const } e^{-T_{\pi}/T_0^{\pi}} \quad /14a/$$

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{dp_p^3} (pA \rightarrow p + \dots) \approx \text{const } e^{-T_p/T_0^p} \quad /146/$$

где T_{π} , T_p - кинетические энергии вторичных пионов и протонов соответственно, а параметры наклона равны

$$T_0^{\pi} = \frac{m}{(1 - \cos \theta)(6\delta + |\ln \beta_0| + \ln |t/s| - 1 + \Delta)}, \quad /15a/$$

$$T_0^p = \frac{m}{(1 - \cos \theta)(6\delta + |\ln \beta_0| + \ln |t/s| - 1)} \quad /156/$$

Таким образом, из /14/ и /15/ видно, что в асимптотической области сечения падают с ростом T экспоненциально, а параметр наклона не зависит от энергии и атомных весов сталкивающихся частиц. Формулы /15/ предсказывают зависимость параметра наклона T_0 от угла регистрации вторичных частиц в области задней полусферы. Величина T_0^{π} при значении параметра $\delta = 0,5$, которое дает удовлетворительное объяснение данных по сечениям $pp\pi$ -реакции^{/12/}/см. рис. 2/, оказывается равной $T_0^{\pi} \approx 60$ МэВ, что вполне согласуется с результатами эксперимента^{/1/}. Для реакций pA получаем значительно более грубую оценку: $T_{0\text{теор}}^p \approx 100$ /при $\delta = 0,5$, см. ниже/, в то время как из эксперимента $T_{0\text{эксп}}^p \approx 37$ ^{/2/}. Это говорит лишь о том, что при конкретном сравнении с экспериментальными данными лучше пользоваться расчетами по формуле /11/, ибо в данном случае асимптотическое условие $E \gg M_k$ в выходном канале работает значительно хуже, чем в случае реакций с рождением пионов.

Далее, в данном подходе A -зависимость сечений входит лишь в фактор β_k - вероятность образования

флуктона в ядре, и при $k \ll A$ дает $\beta_k \sim A$. На самом деле при малых энергиях вылетающих вторичных частиц следует учитывать дополнительную A -зависимость сечения из-за поглощения этих частиц в ядре ^{18/}. Для пионов это приводит к изменению показателя n в зависимости

в зависимости $E_\pi \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim A^n$ от значения $n=2/3$ при малых T_π до значения $n=1$ при больших T_π , что качественно согласуется с экспериментом.

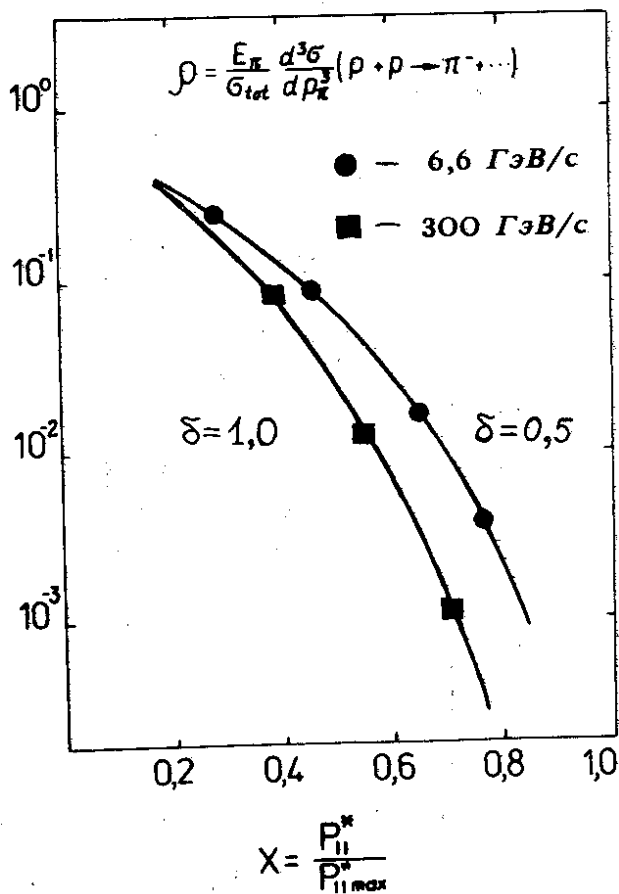


Рис. 2. Подгонка сечения $(pp \rightarrow \pi + \dots)$ -реакции с помощью параметра δ .

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ И ВЫВОДЫ

На рис. 3 и 4 показаны сравнения с экспериментом /12/ расчетов по формулам /10/ и /11/ реакций $pA \rightarrow \pi + \dots$ и $pA \rightarrow p + \dots$ в кумулятивной области энергий вторичных частиц /нормировка велась по площади экспериментальных кривых/. В расчетах ($pA \rightarrow \pi + \dots$)-инвариантных сечений использовался параметр $\delta = 0,5$, который, как уже отмечалось в §3, позволяет довольно

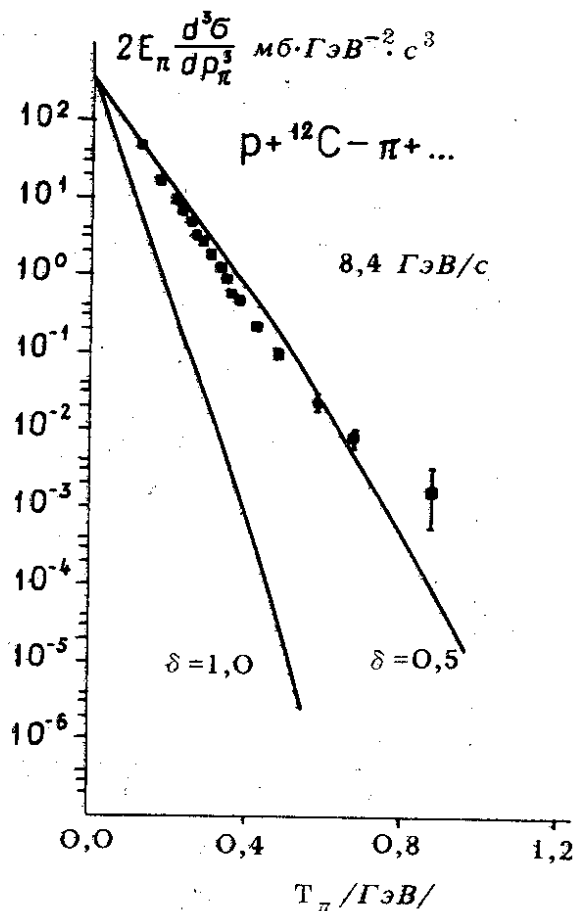


Рис. 3. Сравнение с экспериментом расчетов ($pA \rightarrow \pi + \dots$)-реакции.

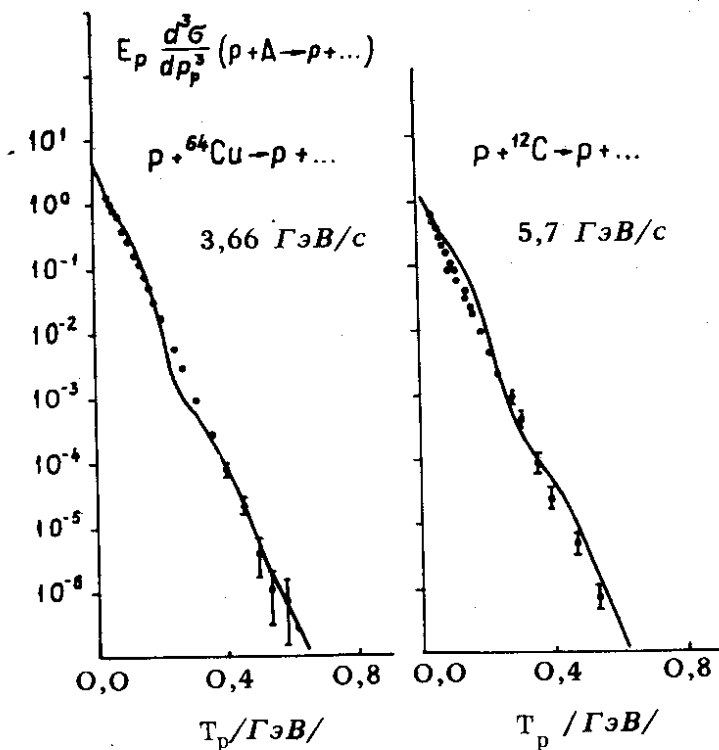


Рис. 4. Сравнение с экспериментом расчетов $(pA \rightarrow p+...)$ - реакции.

хорошо подогнать под эксперимент сечение элементарного $pp\pi$ -процесса /рис. 2/.

Довольно хорошее согласие получается также для $(pA \rightarrow p+...)$ -реакций. Здесь, однако, параметр δ подгонялся непосредственно под эксперимент на ядре и оказался равным $\delta = 0,5$. К сожалению, расчетов с этим параметром сечения элементарного процесса $pp \rightarrow p+...$ не делалось. Это потребовало бы использовать гораздо больше диаграмм, чем изображено на рис. 1б. Действительно, экспериментальное сечение $(pp \rightarrow p+...)$ -реакции известно лишь в области $x > 0$, где важна фрагментация падающей частицы, в то время как нами исследуется область фрагментации мишени. Как и должно было быть по кинематике в области $\theta_p^{\text{лаб}} \sim 180^\circ$, слагаемое с $k=1$

в формуле /11/ обращается в нуль и суммирование начинается с $k=2$. Всюду мы ограничивались значением $k_{\max} = 4$. Параметр радиуса флюктонов во всех расчетах оказался равным $r_{\xi} = 0,75 \text{ Фм}$, то есть порядка радиуса кора нуклон-нуклонных сил. Небольшие вариации теоретических кривых отражают преимущественный вклад флюктона с определенным значением k в данную область энергий; они могут быть сглажены, если учесть ферми-движение нуклонов ядра ^{/13/}.

Здесь остается ряд интересных вопросов; один из них - это расчет вероятностей образования β_k флюктонов на базе ядерных моделей и сравнение их с найденными здесь феноменологическим путем. Другой проблемой является получение распределений по импульсам партонов во флюктонах ядра в области реальных энергий. Это позволит отказаться от модификаций с помощью параметра δ асимптотических выражений /2/, /3/, которые мы использовали при сравнении с имеющимися экспериментальными данными в области энергий падающих частиц $\leq 10 \text{ ГэВ}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, 18, с.79.
2. Бажков Ю.Д. и др. ЯФ, 1973, 18, с.1246.
3. Baldin A.M. In: Proc. of Int. Conf. High-Energy Physics and Nuclear Structure. Santa Fe and Los Alamos, 1975, p.621.
4. Лексин Г.А. Третья школа физики ИТЭФ, Атомиздат, М., 1975, вып. 2, с.5.
5. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды Межд. конф. по избр. вопросам структуры ядра, т. II. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, с.432.
6. Efremov A.V. In: Proc. of XVIII-th Int. Conf. on High Energy Physics, v. I, A6-12. Tbilisi, 1976.
7. Burou V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys. Lett., 1977, 67B, p.46.
8. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с.988.
9. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, №1, "Наука", М., 1971.
10. Kuti J., Weisskopf V.F. Phys. Rev., 1974, D4, p.3418; Krzywicki A. Phys. Rev., 1976, D14, p.152.
11. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N.

- Nuovo Cim.Lett.*, 1973, 7, p.719; Bratsky S.,
Farrar G. Phys. Rev.Lett., 1973, 31, p.1153; *Phys.*
Rev., 1975, D11, p.1309.
12. Gellert E. *Lawrence Radiation Laboratory Preprint*,
No.784, 1972.
 13. Буров В.В., Лукьянов В.К., Тимов А.И.ОИЯИ,
P2-9570, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1977 года.