

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

4305/83

22/8-83

1-83-381

В.Б.Копелиович\*, В.Б.Радоманов

МНОГОКРАТНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
И КУМУЛЯТИВНЫЕ ЧАСТИЦЫ

---

\* ИЯИ АН СССР, Москва.

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение реакций взаимодействия достаточно энергичных частиц с ядрами с образованием при этом частиц\* в области, кинематически запрещенной для взаимодействия с отдельным нуклоном /К30/, привело в последние годы к созданию направления физики высоких энергий, которое занимает особое место в физике ядра<sup>/1,2/</sup>. Экспериментально был выяснен ряд закономерностей таких процессов, получивших название кумулятивного рождения, которые не укладываются, на первый взгляд, в рамки привычных представлений о ядерных реакциях. Сюда относятся: довольно резкая зависимость инклюзивного сечения от атомного номера ядра, некоторые поляризационные явления, большие размеры области испускания /определяемые посредством измерения корреляций тождественных частиц<sup>/3/</sup>/, аномальные отношения сечений для испускания нуклонов (p, n) и  $\pi$ -мезонов ( $\pi^+/\pi^-$ ) и некоторые другие.

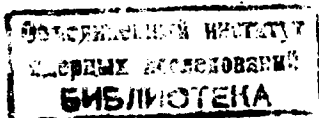
В работах ряда авторов /см., например, обзоры и лекции<sup>/4-6/</sup> предполагалось, что механизмы многократных взаимодействий промежуточных объектов /частиц, резонансов, пучков/ не имеют практически отношения к делу. Как было показано несколько позднее\*\* сначала для дейтрона в качестве мишени, а затем для произвольного ядра и произвольной кратности взаимодействия, процессы перерасеяния, в том числе с возбуждением перерасеиваемой частицы, то есть перерасеяния резонансов или пучков<sup>/7-9/</sup> в промежуточном состоянии, вносят существенный вклад в сечения рождения частиц в К30. Картина многократных взаимодействий, приводящих к рождению частиц в К30, сравнительно проста, универсальна и имеет ряд особенностей, которые могли бы быть проверены экспериментально и частично уже подтверждены<sup>/10-14/</sup>.

Из общих соображений заранее очевидно, что все детали процессов в К30 при высоких энергиях первичной и вторичной частиц ( $E_0 \geq 10$  ГэВ,  $k \geq 1$  ГэВ/с) не могут быть объяснены относительно простым механизмом многократных процессов /МП/, без учета особенностей структуры ядра, например, малонуклонных корреляций /МНК/ в ядрах, обсуждавшихся в работах<sup>/5/</sup>, или возможных многокварковых конфигураций.

Однако для выделения нетривиальных эффектов необходим анализ в рамках механизма МП закономерностей и довольно тонких особен-

\*Это может быть также нуклон в составе легкого фрагмента.

\*\*Позднее пионерских работ<sup>/1,2/</sup>.



ностей процессов в КЗ0, обнаруженных в последнее время. Именно такому анализу посвящена настоящая работа.

## 2. ЗАМЕЧАНИЕ О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КАРТИНЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА

Одним из достижений ядерной физики высоких энергий за последние годы является осознание того факта, что вторичные частицы со сравнительно большим продольным импульсом и небольшим поперечным слабо взаимодействуют с нуклонами ядра, поскольку не успевают сформироваться как адроны, что приводит, в частности, к малой множественности вторичных частиц в области больших быстрот /подробное изложение истории вопроса и следствий можно найти в обзоре<sup>15/</sup>. Ниже мы покажем, что те аргументы, которые обычно приводят к большой длине формирования адронов с небольшими поперечными импульсами, обращаются в свою противоположность, если мы имеем дело с процессом в КЗ0, когда /в случае механизма многократных взаимодействий/ в первом акте должен возникнуть объект - частица, резонанс - с относительно большим поперечным импульсом.

Амплитуда рождения частицы с импульсом  $k$  при соударении падающей частицы с импульсом  $p_0$  с нуклоном мишени пропорциональна следующему выражению:

$$J(p_0, k, x) = \int e^{-ip_0 x_1 + ikx_2} N(x_1, x_2, y_l, k_l) d^4 x_1 \sim \int e^{-i/2(p_0 + k)(x_1 - x_2)} \times \\ \times \tilde{N}[(x_1 - x_2), (x_1 + x_2), y_l, k_l] d^4 x_1 \sim e^{-i(p_0 + k)x} \cdot \tilde{N}(x); 2x = (x_1 - x_2),$$

$x_1, x_2, k_l$  - координаты точек\*, в которых поглощаются и испускаются частицы с импульсами  $k, k_l$ ;  $N(x, y)$  - некоторая функция, выражаемая, например, через корреляторы соответствующих токов. Аргумент, приводящий к большой длине формирования частиц с малыми  $k_{\perp}$ , состоит в том, что показатель экспоненты заметно меняется на расстояниях

$z_{хар.} \sim \frac{\omega}{\mu^2 + k_{\perp}^2}$ . Действительно,

$$(p_0 + k)x = 1/2(E_0 + \omega - p_0 - k_z)(t + z) + 1/2(E_0 + \omega + p_0 + k_z) \cdot (t - z) - \vec{k}_{\perp} \vec{x}_{\perp},$$

откуда  $t_{хар.} \sim z_{хар.} \sim \frac{1}{E_0 + \omega - p_0 - k_z}$  и при большой начальной энергии\*\*

\*  $l$  - индекс, соответствующий частицам, испускаемым в  $l$ -м акте наряду с частицей с импульсом  $k$ .

\*\*  $\omega$  - энергия излучаемой частицы.

$z_{хар.} \sim \frac{1}{\omega - k} = \frac{\omega + k_z}{\mu^2 + k_{\perp}^2}$ . Совершенно очевидно, что в случае процессов в КЗ0, где  $\theta_1 \sim \frac{\theta}{p} \sim 1$ , характерный масштаб  $z_{хар.} \sim 1 [ГэВ^{-1}]$ , что существенно меньше средних межнуклонных расстояний в ядре, поэтому для таких процессов можно пренебречь эффектом конечной длины формирования адронов после первого акта взаимодействия.

## 3. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ АТОМНОГО НОМЕРА ИНКЛЮЗИВНОГО СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В КЗ0

Зависимость инклюзивного сечения рождения частиц в КЗ0 от атомного номера ядра-мишени представляет собой важную характеристику этих процессов, позволяющую делать выводы об относительной роли различных механизмов. Существенно, что взаимодействующие в ядре объекты /частицы или резонансы/ имеют выпуклую траекторию и по кинематике необходима достаточно большая кратность взаимодействия  $n$ , чтобы частица в конечном состоянии под заданным углом  $\theta$  имела импульс  $k$ .

Для упругого перерасеяния  $n \approx \frac{k\theta^2}{2m} / (1 + \frac{p_l \theta}{2m})$  /где  $p_l$  - фермиев-

ский импульс;  $k, \theta$  - импульс и угол вторичной частицы/, но может быть значительно меньше в случае перерасеяний с возбуждением промежуточных частиц /реально  $n \leq 3, 4$ /.

Дифференциальная вероятность  $n$ -кратного взаимодействия как функция координаты частицы на траектории возрастает с ростом  $l$  и максимальна при  $l \sim p l_0$  /где  $l_0 \sim 3F$  - длина пробега в ядре по отношению к процессам выбывания/, что сравнимо с размерами ядра. Это и приводит к сравнительно резкой зависимости сечения от атомного номера  $A$ .

$A$ -зависимость инклюзивного сечения испускания частицы в задную полусферу в квазиклассическом приближении для  $n$ -кратного процесса определяется фактором

$$\phi_n = \pi R^2 G_n = \int dx dy d(e^{-\int_{l_1}^{l_2} \sigma_1 \rho(l) dl} \dots \times \int_{l_{n-1}}^{\infty} \sigma_n \rho(l) dl) d(e^{-\int_{l_1}^{l_2} \sigma_2 dl} \dots) \dots \times /1/$$

где интегрирование производится вдоль траектории движения частицы в ядре;  $\rho$  - плотность распределения нуклонов в ядре;  $x, y$  - координаты в поперечной к направлению падающего пучка плоскости. Здесь предполагается, что угол вылета объекта после  $i$ -го акта фиксирован и равен, например, значению  $i\theta/n$  /приближение фиксированных углов/; таким образом, произошла факторизация  $A$ -зависимости и зависимости сечения от кинематических переменных  $k$  и  $\theta$ .

Сечение выбывания  $\sigma_i$  и длины пробега частицы после каждого акта, вообще говоря, различны. Выражение /1/ соответствует вероятности того, что произошло  $n$  жестких соударений и произвольное количество мягких перерассеяний на последнем участке перед выходом частицы из ядра. Эти мягкие перерассеяния несущественно меняют направление движения частицы и в случае нуклонов при конечном импульсе  $k \leq 1$  ГэВ/с не могут существенно изменить величину сечения, так как нуклоны с такими импульсами лишь упруго перерассеиваются. В случае мезонов в конечном состоянии необходимо учитывать упругую перезарядку с малой передачей импульса, а также поглощение на конечном участке траектории.

/1/ можно существенно упростить, если считать равными сечения выбывания после каждого жесткого перерассеяния /то есть длины пробега/, произвести интегрирование по промежуточным участкам и оставить интегрирование по суммарной длине пути частицы в ядре. При этом возникает оценка /8/

$$\phi_n = \pi R^2 \int_0^{\bar{L}/\ell_0} \ell^{n-1} e^{-\ell} d\ell / (n-1)! \quad /2/$$

$\bar{L} \approx 0,3\theta R$ , что применимо при  $\theta \geq 3/4\pi$  /напомним, что  $L_{max} = \theta R / \sin \frac{\theta}{2}$  в случае движения по окружности/. Определяемая  $A$ -зависимость сечения имеет следующие характерные особенности /8/:

а/ универсальный закон  $A^a$ , где  $a$  не зависит от  $A$ , не "работает" во всей доступной области  $A$ , с падением  $A$  величина  $a$  возрастает;

б/ с ростом конечного импульса  $k$  /то есть кратности  $n$  / зависимость от  $A$  становится более сильной.

Как отмечалось ранее /8/, если угол вылета частицы при фиксированном импульсе возрастает, то возрастает и необходимая кратность взаимодействия, то есть при одной и той же величине  $\bar{L}$   $A$ -зависимость несколько усилилась бы. Однако с увеличением  $\theta$  и  $\bar{L}$  также возрастает, что приводит к частичной компенсации эффекта.

Свойства /а,б/ были подтверждены экспериментально, когда были достаточно точно измерены сечения рождения частиц в КЗ0 при начальной энергии 400 ГэВ /16/.

Но такая максимально упрощенная модель приводит к более слабой зависимости сечений от  $A$ , чем наблюдаемая на опыте. Можно произвести более точный расчет в приближении фиксированных углов и компланарной траектории с учетом диффузности границы ядра, например, для распределения Вудса-Саксона ядерной плотности /17/. При этом

$$\begin{aligned} \phi_4 = & \int dx dy d\ell_1 d\ell_2 d\ell_3 (\sigma_1 \rho(r_1)) (\sigma_2 \rho(r_2)) (\sigma_3 \rho(r_3)) \times \\ & \times \exp\{-\sigma_1 \int \rho(r'_1) d\ell'_1 - \sigma_2 \int \rho(r'_2) d\ell'_2 - \sigma_3 \int \rho(r'_3) d\ell'_3\} \times \\ & \times \{1 - \exp[-\sigma_4 \int \rho(r'_4) d\ell'_4]\}, \quad r_1^2 = x^2 + y^2 + \ell_1^2 \quad \text{и т.д.} \end{aligned} \quad /3/$$

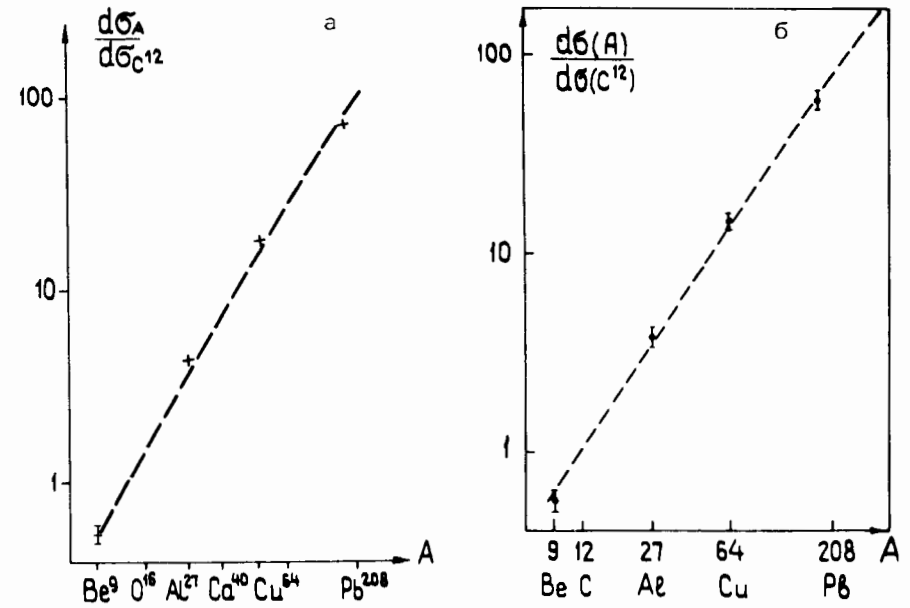


Рис.1.  $A$ -зависимость сечения рождения протонов на угол  $137^\circ 16'$ ,  $p_0 = 400$  ГэВ/с: а/  $k = 0,95$  ГэВ/с,  $n = 4$ . В модели с резким краем сечения выбывания равны  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 21,6$  мб, для распределения Вудса-Саксона  $\sigma_1 = 25$ ,  $\sigma_2 = 30$ ,  $\sigma_3 = 20$  мб; б/  $k = 0,37$  ГэВ/с,  $n = 3$ . Для распределения Вудса-Саксона  $\sigma_1 = 20$ ,  $\sigma_2 = 15$  мб. Сечения выбывания  $\sigma_i$  включают полные неупругие сечения взаимодействия с нуклонами, за исключением сечения рождения резонансов, участвующих в МП, и часть упругого сечения.

Для краткости мы не указываем здесь, как выражаются  $r_i$  через  $\ell_i$ ,  $x$ ,  $y$  и углы рассеяния в каждом акте. Сечения выбывания после каждого акта взаимодействия были выбраны из условия удовлетворительного описания данных, причем необходимая точность их определения не превышает 20%. При этом должны выполняться условия  $\sigma_{inel} < \sigma_r < \sigma_{tot}$ , где  $\sigma_{tot}$  и  $\sigma_{inel}$  - полное и неупругое сечение за вычетом сечений образования резонансов, участвующих в процессе. Отметим, что необходимость варьирования  $\sigma_r$  /в ограниченных пределах/ возникает из-за приближений формулы /3/, в которой опущены интегрирования по угловым переменным и не учитываются мягкие перерассеяния. Выражение /3/, хотя и является достаточно грубым, учитывает тем не менее специфику процессов в КЗ0, когда принципиально важен учет движения частиц в направлении, поперечном к направлению падающего пучка.

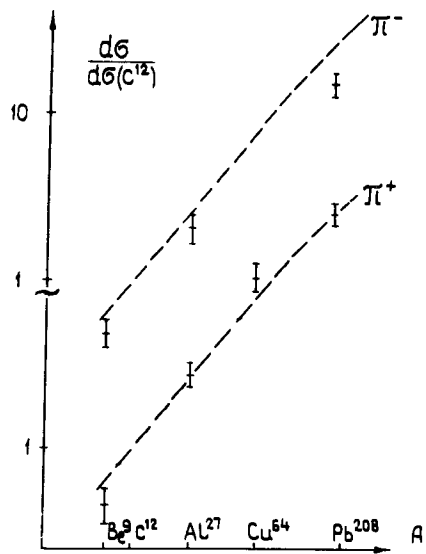


Рис.2. А-зависимость сечений излучения  $\pi^\pm$ -мезонов под углом  $160^\circ$  с импульсом 0,67 ГэВ/с,  $p_0 = 400$  ГэВ/с<sup>26</sup>,  $n = 3$ . В модели с резким краем  $\sigma_1 = \sigma_2 = 25,4$ ,  $\sigma_3 = 12,4$  мб, для распределения ядерной плотности Вудса-Саксона  $\sigma_1 = 28$ ,  $\sigma_2 = 34$ ,  $\sigma_3 = 20$  мб.

Результаты расчета согласно /3/ для модели с резким краем и распределения Вудса-Саксона/ приведены на рис.1 - для вылетающих из ядра протонов и  $\pi$ -мезонов - на рис.2. Видно, что при разумных значениях сечений выбывания А-зависимость воспроизводится вполне удовлетворительно. То, что А-зависимости сечений для

протонов с импульсами 0,37 ГэВ/с и 0,95 ГэВ/с оказались близки несмотря на разные кратности взаимодействия, связано с тем, что для нуклонов с импульсом 0,37 ГэВ/с сечения выбывания существенно меньше, чем в случае 0,95 ГэВ/с. В результате спектры частиц при не слишком больших  $k$  ( $n \leq 3$ ) оказываются почти подобными для наилегчайших и тяжелых ядер.

Мы не будем здесь обсуждать подробно сечения образования легких ядер ( $D, T^3, He$ ) в КЗ0. Наиболее реальным механизмом является механизм коалесценции /Батлера-Пирсона<sup>18</sup>/, когда независимо вылетающие назад нуклоны слипаются при прохождении через границу ядра.

Если для одного нуклона  $\sigma \sim A^\alpha$ , то для рождения фрагмента<sup>19</sup> из  $N_f$  нуклонов  $\sigma \sim A^{2/3 + N_f(\alpha - 2/3)}$ . Нужно помнить, однако, что кратность взаимодействия определяется импульсом, приходящимся на один нуклон фрагмента. Как отмечалось в<sup>5,8</sup>, А-зависимость сечений рождения легких фрагментов за счет механизма коалесценции не противоречит наблюдаемой.

#### 4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Одним из наиболее красивых следствий применения механизма многократных перерассеяний к описанию взаимодействий релятивистских частиц с ядром может быть поляризация вылетающих назад барионов. Она может возникнуть в результате перерассеяния в последних актах взаимодействия. Более того, поляризация может накапливаться, если в нескольких актах она имеет одинаковый знак.

Это возможно, поскольку по кинематике для процессов в КЗ0 выгодно, чтобы перерассеяния происходили в одной плоскости /приблизительно! / и в одну и ту же сторону. Если поляризации в каждом из актов совпадают по величине, то после  $n$  перерассея-

ний  $P_n = \frac{(1 + P)^n - (1 - P)^n}{(1 + P)^n + (1 - P)^n}$ . Это выражение справедливо для рассеяния

на бесспиновой мишени либо для нуклон-нуклонного рассеяния при параметре деполаризации  $D = 1$ . В случае произвольного<sup>8</sup> D

$$P_n = \frac{(D + Px_1)^n - (D - Px_2)^n}{(D + Px_1)^{n-1}(x_1 + P) + (D - Px_2)^{n-1}(x_2 - P)}, \quad x_{1,2} = \frac{[(1 - D)^2 + 4P^2]^{1/2} \pm (1 - D)}{2P} \quad /4/$$

В общем случае в /4/ входит произведение  $\prod_{\ell=1}^{n-1} (D_\ell + P_\ell x_i \ell)$ . Накоп-

ление поляризации происходит весьма быстро: при  $P = 0,3$   $P_2 = 0,55$ ;  $P_3 = 0,73$ . Наличие большой поляризации вылетающих назад барионов, безусловно, послужило бы аргументом в пользу доминирования процессов перерассеяния. В то же время возможно отсутствие поляризации в некоторых областях  $\{k, \theta\}$ , так как поляризации в элементарных актах в отдельных областях могут быть противоположны по знаку и компенсироваться, вместо того чтобы складываться. Вообще говоря, для механизма МП характерно относительно быстрое изменение поляризации /по сравнению с элементарными актами/ как функции кинематических переменных, то есть наличие "биений". Такие биения наблюдались, например, в случае упругого рассеяния протонов на  $\alpha$ -частицах.

В ряде случаев, особенно для вылетающих назад нуклонов с  $k > 0,4$  ГэВ/с, упругие перерассеяния вносят лишь малый вклад в наблюдаемое сечение, которое набирается в основном за счет процессов с резонансами в промежуточном состоянии. Сказанное относительно возможности накопления поляризации справедливо и для таких процессов, только в этом случае речь идет о поляризации резонансов, которая, как правило, не измерялась и измерение которой представляет собой довольно сложную задачу. Это связано с тем, что вероятность бинарных распадов резонансов нечувствительна к их поляризации /при сохранении четкости/, поэтому необходимо по поляризации продуктов распада восстанавливать поляризацию распадающегося резонанса. В случае доминирования процессов с  $\Delta$ -изобарой в промежуточном состоянии поляризация, по-видимому, мала.

В экспериментах была обнаружена значительная /~1/ поляризация А-гиперонов<sup>20</sup>, а в<sup>21</sup> опубликованы данные о довольно большой поляризации кумулятивных протонов, падающей с ростом А. В настоящее время авторы<sup>21</sup> не подтверждают опубликованные ранее результаты. Данные<sup>22а</sup> о поляризации протонов при небольшой начальной энергии /~0,6 ГэВ/ не подтверждаются последними измерениями в ЛИЯФ /начальная энергия 1 ГэВ/<sup>22б</sup>.

Растущая с ростом импульса и угла вылета поляризация барионов в КЗО противоречила бы многим моделям с локальным взаимодействием и могла бы найти естественное объяснение в рамках механизма МП. Более точное измерение поляризации барионов представляет собой весьма актуальную задачу, особенно при возможно больших импульсах и начальных энергиях\*. В качестве интересного следствия ранее отмечалось, что можно измерить поляризацию барионов, вылетающих строго назад /  $\theta = 180^\circ$  /, если в эксперименте измеряется хотя бы один из нуклонов отдачи, так что фиксирована плоскость реакции, по нормали к которой направлена поляризация.

Если импульс бариона в КЗО фиксирован и не очень велик, то с ростом атомного номера ядра появляется возможность "лишних" перерассеяний, сверх тех, которые необходимы по кинематике, поскольку импульсы частиц в промежуточном состоянии не обязательно лежат в одной плоскости, а траектория перерассеиваемых объектов не обязательно является выпуклой. Этим можно объяснить наблюдаемое падение поляризации с ростом  $A^{/21,22/}$  при фиксированном импульсе  $k$ . Для того чтобы наблюдать рост поляризации с увеличением  $A$  для тяжелых ядер, необходимо произвести измерения при большом импульсе  $k$ .

Практическим следствием сказанного выше является то, что ядро может служить источником поляризованных барионов и легких фрагментов в высокоспиновых состояниях с большой степенью поляризации.

В работе<sup>/24/</sup> измерялась анализирующая способность  $A$  в процессе  $pA \rightarrow p\dots$  для легких ядер при начальной энергии  $E_0 = 0,8$  ГэВ и для  $\theta \sim 75^\circ$ . Было обнаружено, что  $A$  довольно резко меняется в зависимости от импульса вылетающего протона: при небольших  $k$  величина  $A$  отрицательна и невелика, при  $k = 0,6 \pm 0,7$  меняет знак и затем резко возрастает с ростом  $k$ . Поскольку поляризационные свойства процессов рождения изобар недостаточно хорошо изучены экспериментально, надежный расчет эффекта за счет двухкратного процесса невозможен в настоящее время, однако оценки показывают, что такое поведение  $A$  возможно, если поляризация во втором акте взаимодействия велика и противоположна по знаку поляризации в первом акте. Нетрудно убедиться, что после двухкратного процесса наблюдаемый эффект

$$A_2 = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = P_0 \frac{2(1 + P_1 P_2)P_1' + (P_1 + D_1 P_2)f}{(1 + P_1 P_2)f + 2P_0^2(P_1 + D_1 P_2)P_1'} \quad /5/$$

где  $P_0$  - величина поляризации протонов в пучке;  $P_1, D_2, P_2$  - параметры поляризации и деполаризации в 1-м и 2-м актах /пред-

\*В работе<sup>/23/</sup> обнаружена поляризация протонов в реакции  $p^{12}C \rightarrow p\dots$  при начальной энергии сотни ГэВ,  $P = 1$  ГэВ/с,  $x_F \approx -0,9$ , значительно превышающая поляризацию протонов в  $pp$ -рассеянии при тех же параметрах.

полагается для простоты, что частица в промежуточном состоянии имеет спин  $1/2$ ;  $P_1' = P_1 (D_1 - P_1^2)(1 - D_1 P_0^2)$ ;  $f = 1 + P_1^2 + P_0^2 [D_1^2 - (2 + 4D_1 - P_1^2)P_1^2] + P_0^4 P_1^2 (D_1^2 + P_1^2)$ .

Некоторые примеры расчета  $A_2$  для различных значений параметров  $P$  и  $D$  показаны в табл.1.

Таблица 1

$P_1$	0,5	-0,1	-0,1	-0,1
$D_1$	0,5	0,5	0,2	0,8
$P_2$	0,8	0,8	0,8	0,5
$P_0$	0,8	0,8	0,8	0,8
$A_2$	0,62	0,22	0,03	0,21

Из приведенного соотношения видно, что для двукратного процесса нарушается соотношение  $P = A$ , справедливое для упругого рассеяния нуклона на нуклоне. Для реалистических значений параметров  $P$  и  $D$  асимметрия  $A_2$  меняет знак по отношению к  $A_1$  и возрастает по сравнению с  $A_1$  ( $A_1 = P_1$ ). Таким образом, имеется принципиальная возможность объяснения эффекта в рамках картины МП, хотя, конечно, требуются более детальные исследования.

## 5. АНОМАЛЬНЫЕ ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В КЗО

В области фрагментации тяжелого ядра, в котором число нейтронов  $A-Z$  превосходит число протонов  $Z$ , естественно ожидать, что сечение рождения нейтронов превосходит сечение рождения

протонов и в КЗО  $\frac{\sigma(n)}{\sigma(p)} \sim \frac{A-Z}{Z}$ ; точно так же для рождения  $\pi$ -мезонов  $\frac{\sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} > 1$ , независимо от сорта падающих частиц.

В то же время измерения показали<sup>/25,26/</sup>, что в ряде случаев изотопические соотношения противоположны тому, что следовало бы ожидать за счет фрагментации ядра, и означают, что влияние заряда частиц в пучке велико. Ярким примером, имеющим простое объяснение в рамках механизма МП, может служить отношение  $\sigma(p)/\sigma(n)$  в реакции  $pd \rightarrow ppn$  при 1,67 ГэВ/с<sup>/11/</sup>. При этой энергии в двукратном процессе доминирует образование изобары  $\Delta^{1232}$  в промежуточном состоянии<sup>/27/</sup>. С учетом того, что изоспин дейтрона равен нулю и сечение процесса  $pp \rightarrow p\Delta^{++}$  втрое превышает сечения других аналогичных процессов  $pn \rightarrow \Delta^+ n, \Delta^0 p^-$ , для отношения выходов про-

тонов и нейтронов получено  $\sigma(p)/\sigma(n) = 5$  за счет этого механизма <sup>/27/</sup> в сравнении с измеренным значением  $4,8 \pm 1,0$  вблизи границы фазового объема ( $x \sim 1$ ), где доминирует процесс с образованием изобары. С ростом начальной энергии включаются каналы с рождением  $\Delta^-$  в первом акте, и это должно привести к выравниванию сечений рождения  $p$  и  $n$ . Однако  $\Delta^-$  рождается в сопровождении дополнительных  $\pi$ , фазовый объем соответствующего двукратного процесса существенно меньше, и это приводит к затягиванию предасимптотической области до высоких энергий.

В работах <sup>/25/</sup> получены данные по отношению выходов  $p$  и  $n$  на ядрах в широком интервале масс  $A$  под действием протонов  $/7,5 \text{ ГэВ/с/}$  и  $\pi^-$ -мезонов  $/3 \text{ ГэВ/с/}$ . В первом случае выход протонов под углом  $120^\circ$  с энергией  $80 \div 200 \text{ МэВ}$  превышает выход нейтронов на  $10 \pm 15\%$  для ядра углерода и на  $40 \div 50\%$  для тяжелых ядер при одинаковых  $Z$  и  $N = A - Z$  соответственно. При энергии  $400 \text{ ГэВ}$  также получено указание на то, что выход  $\pi^+$ -мезонов из тяжелых ядер несколько превышает выход  $\pi^-$ -мезонов /протоны в падающем пучке/. Аналогичные данные были получены при  $5$  и  $40 \text{ ГэВ/с}$  на пропановой камере <sup>/28/</sup> в пучке  $\pi^-$ -мезонов и при  $0,66 \text{ ГэВ/с}$  в эмульсионных экспериментах <sup>/29/</sup>.

При исследовании тяжелого ядра, так же как и в обсуждаемом выше случае дейтрона, аномальные изотопические соотношения в рамках механизма МП возникают как следствие исключительно важной роли, которую играет фазовый объем при образовании частиц на ядрах в КЗО. Фазовый объем  $n$ -кратного процесса пропорциона-

лен множителю  $(\frac{m}{k} - \frac{m}{k_n^{\text{max}}} - \frac{\delta M^2}{2p_0 k})^{3n-1}$  для инклюзивного процесса

в первом акте. Эффективная масса  $M_1$  различна для различных зарядов частиц в падающем пучке, и заметное различие возникает из-за большого показателя степени. Таким образом, в рамках механизма МП имеется возможность объяснить качественно обсуждавшееся в <sup>/25/</sup> соотношение

$$R_1 = \frac{\sigma(\pi^+ A \rightarrow p \dots) + \sigma(\pi^- A \rightarrow n \dots)}{\sigma(\pi^- A \rightarrow p \dots) + \sigma(\pi^+ A \rightarrow n \dots)},$$

в котором исключена зарядовая асимметрия ядра. Падение  $R_1$  с ростом  $A$  может иметь ту же причину, что и падение поляризации: для больших  $A$  при не слишком больших  $k$  возможны дополнительные перерасеяния, сверх необходимых по кинематике. При этом обсуждавшийся фазовый множитель менее чувствителен к изменению  $M_1$ . С ростом конечного импульса роль этого фактора возрастает. Расчет этого эффекта желателен, хотя и весьма труден.

Второе соотношение, на котором мы здесь остановимся, это

$$R_2 = \frac{d\sigma(\pi^+ \rightarrow n) + d\sigma(\pi^- \rightarrow n)}{d\sigma(\pi^+ \rightarrow p) + d\sigma(\pi^- \rightarrow p)},$$

в котором произведено усреднение по заряду частицы в пучке и исключено влияние эффекта, обсуждавшегося выше. На опыте  $R_2$  несколько меньше, чем отношение чисел нейтронов и протонов в ядре  $N/Z$ . Даже если в первом акте  $R_2 = \frac{N}{Z}$ , последующие перезарядки  $p \leftrightarrow n$  приводят к уменьшению этого отношения. Для простоты будем считать, что сечения рассеяния нуклонов на протонах и нейтронах в переднюю полусферу совпадают и вероятность перезарядки равна  $P_c^*$ . Тогда после однократного взаимодействия  $R_2$  переходит

$$\text{в } R_2' = \frac{R_2 + P_c \frac{N}{A}}{1 + R_2 P_c \frac{Z}{A}}. \text{ Значения } R_2 \text{ после одно-, двух-, трехкратного}$$

взаимодействий <sup>/25/</sup> приведены в табл.2.

Таблица 2

Влияние перезарядок на отношение выходов протонов и нейтронов из ядер ( $P_c = 0,3$ )

Z \ A	<sup>12</sup> C <sub>6</sub>	<sup>63,6</sup> Cu <sub>29</sub>	<sup>207,2</sup> Pb <sub>82</sub>	<sup>207,2</sup> U <sub>92</sub>
N/Z	1	1,193	1,527	1,59
R <sub>2</sub> <sup>(1)</sup>	1	1,166	1,443	1,497
R <sub>2</sub> <sup>(2)</sup>	1	1,146	1,386	1,432
R <sub>2</sub> <sup>(3)</sup>	1	1,131	1,345	1,386
R <sub>2</sub> <sup>эмп.</sup>	1,01±0,05	1,01±0,05	1,32±0,07	1,32±0,07

Заметим, что в рамках механизма МП естественным образом можно объяснить малость отношения выходов  $K^-/K^+$ , наблюдаемую в <sup>/26,30/</sup>. Действительно,  $K^-$ -мезоны при взаимодействии с нуклонами ядра поглощаются за счет процессов  $K^- N \rightarrow \Lambda(\Sigma)\pi$ , отсутствующих для

\* Важно, чтобы выполнялось условие  $\sigma_{pp \rightarrow pp} - \sigma_{pn \rightarrow pn} < \sigma_{pn \rightarrow pp}$ . При  $k \leq 0,6 \text{ ГэВ/с}$  сечение перезарядки превосходит указанную разность сечений.



$K^+$  -мезонов. Кроме того,  $K^-$  -мезоны в первом акте рождаются за счет процессов с большим числом частиц, чем в случае  $K^+$  -мезонов /минимум четыре частицы в конечном состоянии для нуклонов в пучке/ и, соответственно, сечение такого процесса в области  $x \sim 1$ , существенной для процессов в КЗО, значительно меньше.

## 6. КОРРЕЛЯЦИИ, ЭФФЕКТ ФОКУСИРОВКИ. ЗАМЕЧАНИЯ О РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ ЛЕПТОНОВ

Вылет жесткой частицы из ядра в КЗО сопровождается нуклонами отдачи, импульсы которых коррелируют с плоскостью  $(\vec{p}_0, \vec{k})$ . Такая азимутальная корреляция наблюдалась в процессе  $pd \rightarrow ppp$  с вылетом нуклонов назад<sup>/11/</sup>. Однако для трех частиц в конечном состоянии при импульсе вылетающей назад частицы вблизи границы фазового объема импульсы двух других нуклонов близки по кинематике. Поэтому интереснее наблюдать такие корреляции для более тяжелых ядер, от  $^4\text{He}$  до  $^{27}\text{Al}$  /для еще более тяжелых ядер эта картина будет "замазываться" перерассеянием нуклонов отдачи/.

Корреляции между нуклоном в КЗО и нуклонами, вылетающими в переднюю полусферу, наблюдались в работах<sup>/14/</sup> для  $^{12}\text{C}$  в области, где доминирует двукратный процесс, и для  $^6\text{Li}$ <sup>/24/</sup>. Нужно иметь в виду, что количество энергичных нуклонов отдачи меньше, чем число актов взаимодействия в ядре. Например, в случае упругих перерассеяний и большой начальной энергии импульс нуклона отдачи примерно равен<sup>/8/</sup>

$$r_p = [(k_{p-1}^* - k_p^*)^2 + 2m(k_{p-1} - k_p)]^{1/2}; \quad k_p \sim \frac{m}{\rho(1-z)}, \quad z = \cos \frac{\theta}{\pi},$$

при учете ферми-движения  $r_p$  несколько уменьшается. Число протонов, вылетающих вперед, растет не пропорционально числу протонов, вылетающих назад, а значительно слабее. Это связано с тем, что кумулятивные протоны возникают от различных ветвей одного и того же каскада.

Число  $\pi$ -мезонов, сопровождающих процесс с вылетом частицы назад, при фиксированной начальной энергии вначале растет с ростом кратности взаимодействий, а затем падает с ростом импульса частицы в КЗО, поскольку кинематически, начиная с некоторого  $k$ , становится совершенно невыгодным рождение  $\pi$ -мезонов во всех актах, кроме первого, но и в первом акте, если начальная энергия не очень велика /не сотни ГэВ/, с ростом  $k$  число сопутствующих  $\pi$ -мезонов будет уменьшаться<sup>/31/</sup>.

Тесно связан с азимутальными корреляциями и с возможностью накопления поляризации барионов в процессе перерассеяний эффект фокусировки, который состоит в том, что из-за аксиальной симметрии фазового объема при  $\theta = 180^\circ$  может наблюдаться небольшой пик в сечении под этим углом. Расчеты в случае реакции  $pd \rightarrow ppp$

подтвердили существование такого эффекта<sup>/27/</sup>, и наблюдавшийся в<sup>/32/</sup> подъем в сечениях при  $180^\circ$  можно объяснить как эффект фокусировки<sup>/8/</sup>.

Заслуживают отдельного обсуждения процессы с участием лептонов и фотонов. Ранее мы отмечали<sup>/27/</sup>, что вылет из ядра в заднюю полусферу частиц с малым сечением взаимодействия с нуклонами также возможен за счет МП, причем эти частицы рождаются в последнем акте независимо от сорта падающих частиц. Свойства таких реакций в рамках механизма МП не должны принципиально отличаться от свойств чисто адронных процессов.

Особенно интересно неупругое взаимодействие высокоэнергетических лептонов с ядрами\* в области  $x = \frac{\theta^2}{2m_N v} > 1$ , поскольку обсуж-

даемые МП не могут привести к появлению событий в этой области. При достаточно больших  $x$  только радиационные поправки /двух-фотонные обмены/ могут имитировать такие события. Эксперименты с нейтрино в падающем пучке свободны от погрешностей благодаря многократным взаимодействиям в мишени, которые неизбежны в случае заряженных лептонов ( $e, \mu$ ).

## 7. О КРИТИКЕ МЕХАНИЗМА МНОГОКРАТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В КЗО

В ряде работ последних лет высказывалось сомнение в том, что механизм МП ответственен за рождение частиц в КЗО, и критиковались модели такого рода /при этом зачастую не делалось различия между терминами "модель" и "механизм". Механизм МП, безусловно, вносит свой вклад, остается лишь вопрос о его величине и свойствах. Модели же для его описания пока, действительно, несовершенны и различны у разных авторов/.

Заметим, что во многих случаях эта критика основывалась, к сожалению, на недостаточном понимании характерных свойств механизма МП или приписывании ему свойств, которые в действительности отсутствуют. Например, в работе<sup>/33/</sup> обнаружен довольно слабый рост числа положительных частиц /протонов/, вылетающих вперед, в зависимости от числа кумулятивных протонов, который вполне согласуется с тем, что можно ожидать от механизма МП, поскольку нуклоны отдачи в первых актах довольно жесткие /см. раздел 7 доклада<sup>/8/</sup>/. В<sup>/33/</sup> авторы отрицают это, полагая, что все нуклоны отдачи "имеют импульсы  $\sim 0,2$  ГэВ/с и не детектируются установкой". Как отмечено в<sup>/34/</sup>, довольно сильная  $A$ -зависимость числа медленных протонов / $\langle N_{ps} \rangle \sim A^\alpha$ ,  $\alpha = 0,55 \pm 0,05$ / свидетельствует

\* Лептон в конечном состоянии вылетает при этом на малый угол,  $\theta \ll 1$ .



в пользу того, что весьма существенны вторичные взаимодействия с нуклонами ядра /для быстрых протонов  $\alpha = 0,17 \pm 0,08$  / \*.

В <sup>6</sup> критикуется механизм МП с точки зрения кинематических границ, но при этом не учитывается ферми-движение и образование резонансов в промежуточном состоянии, значительно расширяющее кинематические границы, особенно при небольших энергиях.

Критикуемый в <sup>6</sup> расчет <sup>8</sup> выполнен для случая высоких энергий / $E_0 > 10$  ГэВ/ с учетом упругих перерассеяний. Для сравнения с имевшимися в то время экспериментальными данными /при низких энергиях/ использовано свойство ядерного скейлинга. Наряду с упругим перерассеянием в МП входят всевозможные процессы с рождением резонансов, которые также необходимо учитывать.

Ранее <sup>27</sup> мы уже обращали внимание на некорректность возражений авторов работы <sup>5</sup> против МП. Отметим, что полученное в <sup>5</sup> согласие расчетов в рамках гипотезы о МНК с экспериментальными данными не является критичным, поскольку модель содержит параметры, определенные из тех же данных.

## 8. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В настоящей работе показано, что многие из известных свойств процессов в КЗ0 могут быть, по крайней мере качественно, поняты в рамках консервативного механизма многократных взаимодействий частиц /или резонансов/ с нуклонами ядра. По сравнению с инклюзивными данными, которые сами по себе недостаточно информативны, изучение таких свойств существенно расширяет возможность для выяснения основных механизмов процессов в КЗ0 и, на наш взгляд, свидетельствует в пользу значимости механизма МП. Довольно критично поведение при больших  $k$ , где имеется ряд предсказаний.

Механизм МП кажется несколько тривиальным, и он, возможно, является таковым при небольших  $p_0$  и  $k$ , когда существенную роль играет небольшое число процессов. При  $p_0 \rightarrow \infty$  и больших  $k$ , когда вносит вклад экспоненциально большое число процессов  $\sim N^n$ , где  $N$  - эффективное число резонансов, рождаемых в промежуточном состоянии /, может оказаться полезным переход с адронного на кварковый уровень, то есть переход к описанию МП в терминах кварковых степеней свободы перерассеиваемых объектов и нуклонов ядра. Заметную роль играют, в частности, процессы с цветными объектами в промежуточном состоянии\*\*, которые также имеют нелокальную природу и сохраняют ряд свойств МП с бесцветными объектами.

\* Величина  $\alpha$  определена для ядра  $^{12}\text{C}$  относительно соответствующей реакции на водороде.

\*\* Это показали Б.З.Копелиович и Ф.Нидермайер (Phys.Lett., 1982, 117B, p.101).

Если дальнейшие исследования подтвердят нашу точку зрения, что основным механизмом процессов в КЗ0 является МП, то, как ранее уже отмечалось <sup>8,27</sup>, мы сталкиваемся и здесь с проявлением общего принципа, справедливого для динамики адронов: при взаимодействии адронов или адронных систем определяющий вклад в вероятность процесса вносят конфигурации с относительно большими расстояниями между составляющими, в то время как вклад от конфигураций с малыми /по сравнению со средними характерными/ расстояниями между составляющими малосуществен.

Авторы благодарны Б.З.Копелиовичу и Н.Н.Николаеву за полезные обсуждения и замечания, Б.Е.Штерну за помощь при проведении численных расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г.А. и др. ЖЭТФ, 1957; 31, с.445; Баюков Ю.Д. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, 30, с.521; ЯФ, 1967, 5, с.337.
2. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971; Краткие сообщения по физике, 1971, 1, с.35; Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, 18, с.79; ЯФ, 1974, 20, с.1201.
3. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, 27, с.716; Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, 33, с.727; ЯФ, 1981, 34, с.95; Байрамов А.А. и др. ЯФ, 1978, 28, с.120.
4. Лексин Г.А. В кн.: Третья школа физики ИТЭФ, 1975, вып. 2; Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
5. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.571; Phys.Rep., 1981, 4, p.76.
6. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.614; Титов А.И., Лукьянов В.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
7. Кондратюк Л.А., Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.88.
8. Копелиович В.Б. ЯФ, 1977, 26, с.168; В кн.: Пятая школа физики ИТЭФ, 1978, вып.2, с.65; Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.348.
9. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1977, 25, с.1276; ЯФ, 1978, 28, с.1466.
10. Frankel S. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.642.
11. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, P1-12907, E1-12550, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, т.30, с.1569.
12. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.130.
13. Kopeliovich V.B. In: Proc. of Int.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, vol.2, p.124.
14. Komarov V.I. et al., ibid, vol.2, p.110; Nucl.Phys., 1979, A326, p.297.
15. Николаев Н.Н. УФН, 1981, 134, с.369.

16. Bayukov Y.D. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p.764.
17. Alkhasov G.D. et al. Nucl.Phys., 1982, A382, p.430.
18. Butler S.T., Pearson C.A. Phys.Rev., 1963, 129, p.836; Sondoval A. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.1321.
19. Вайсенберг А.О. и др. ЯФ, 1970, 11, с.48.
20. Джмухадзе С.В. и др. ЯФ, 1981, 33, с.160; Лексин Г.А., Смирнитский А.В. Препринт ИТЭФ-87, 1977; Темников П.П. и др. ОИЯИ, P1-12138, Дубна, 1979; ОИЯИ, P1-81-165, Дубна, 1981.
21. Бургов Н.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с.700.
22. а/ Зулькарнеев Р.Я. и др. ОИЯИ, P1-80-83, Дубна, 1980; б/ Белостоцкий С.Л. Препринт ЛИЯФ № 807, 1982.
23. Corcoran M. et al. Phys.Rev., 1980, D22, p.2624.
24. Frankel S. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2684,2739.
25. Баяков Ю.Д. и др. ЯФ, 1982, 35, с.960; ЯФ, 1981, 34, с.785; Препринт ИТЭФ-4, 1982.
26. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.700.
27. Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
28. Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, P1-9720, Дубна, 1976; Азимов С.А. и др. ЯФ, 1978, 28, с.112; Аношин А.И. и др. ЯФ, 1979, 29, с.1227.
29. Батусов Ю.А. и др. ОИЯИ, P1-1075, Дубна, 1976.
30. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-80-488, Дубна, 1980.
31. Strugalski Z. et al. JINR, E1-81-578, Dubna, 1981.
32. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-11168, Дубна, 1977; Баяков Ю.Д. и др. ИТЭФ-90, 1981; Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-82-28, Дубна, 1982.
33. Баяков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, 34, с.1511.
34. Гришин В.Г., Канарек Т., Симич Л. ОИЯИ, P1-81-676, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июня 1983 года.

Копелиович В.Б., Радоманов В.Б.  
Многочастные процессы и кумулятивные частицы

1-83-381

Рассмотрены следствия применения механизма многократных перерассеяний к описанию взаимодействий образования частиц на ядрах в области, кинематически запрещенной для взаимодействий с изолированным нуклоном, или области кумулятивного рождения. Показано, что многие свойства таких процессов могут быть качественно и в некоторых случаях количественно описаны в предположении о доминировании такого механизма. Сюда относятся:  $A$ -зависимость инклюзивных сечений рождения, отношения выходов  $P/d$  и  $\pi^+/\pi^-$ , особенности поведения анализирующей способности при взаимодействии поляризованных протонов с ядром в зависимости от импульса вылетающей частицы, большой размер области испускания кумулятивных частиц, корреляции в эксклюзивных процессах, эффект фокусировки и некоторые другие.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kopelovich V.B., Radomanov V.B.  
Multiple Interaction Processes and Cumulative Particles

1-83-381

Some consequences of the mechanism of multiple interactions for particle production on nuclei in the region kinematically forbidden for interactions with isolated nucleon, or cumulative production, are considered. It has been shown that many properties of such reactions can be qualitatively and in some cases quantitatively understood on the assumption of the dominance of this mechanism. These are: the  $A$ -number dependence of inclusive cross sections, the analyzing power dependence on the momentum of produced particle in the case of polarized proton interaction with the nucleus, a large dimension of the emission region for cumulative particles, correlations in exclusive processes, focusing effect and others.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.