

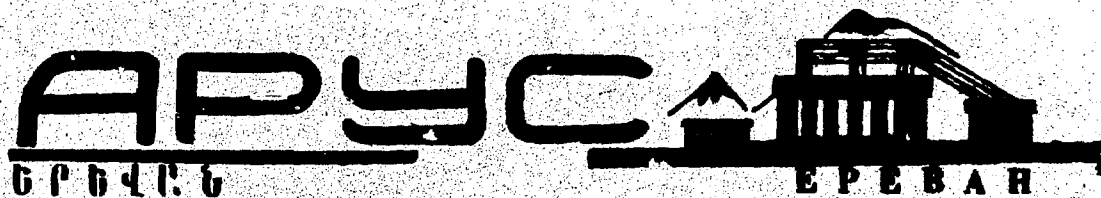
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒՄԲԱՆԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-323(48)-78

547904564

Տ.Ր.ԼԵՎՈՐԿՅԱՆ

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРАХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ



1978

EPI-323(48)-78

S.R.GEVORKYAN

**INCLUSIVE PROCESSES ON NUCLEI AT HIGH
ENERGIES**

The present work is a brief course of lectures delivered by the author for the scientists of EPI in autumn 1977. Two principal approaches of treating the inclusive processes on nuclei were considered in the framework of multiple scattering theory and of the regge-parton picture. Calculations for inclusive spectra, multiplicities and coefficients of inelasticity are presented.

**Yerevan Physics Institute
Yerevan 1978**

БФН- 32⁷(40)-78

УДК. 538.17

С.Р.ГЕВОРКЯН

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Настоящая работа представляет собой обзорный курс лекций прочитанных автором осенью 1977 г. в БФН. Рассмотрены два основных подхода описания инклюзивных процессов на ядрах при высоких энергиях: в теории многократных перерассеяний и в пертонно-реджевской картине взаимодействия. Подробно обсуждаются такие характеристики инклюзивных процессов как инклюзивные спектры, множественности, коэффициенты неупругости.

Ереванский физический институт
Ереван 1978.

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВФИ-323(48)-78

С.Р.ГЕВОРКЯН

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЯХ

Ереван 1978

© **Ереванский физический институт, 1978**

В последние годы в ядерной физике высоких энергий был получен ряд интересных и во многом неожиданных результатов. К настоящему времени стало ясно, что ядро является уникальным источником информации для физики элементарных частиц. Исследования различных характеристик множественного рождения частиц на ядрах в области высоких энергий позволяют проверять справедливость различных моделей взаимодействия элементарных частиц и получать уникальную информацию о пространственно-временном развитии многочастичных состояний.

К числу наиболее интересных экспериментальных наблюдений, обнаруженных в последние годы, можно отнести следующие:

1) Малость полных сечений взаимодействия многочастичных состояний с нуклонами (их большая длина свободного пробега в ядерной материи), обнаруженная в процессах когерентного рождения многочастичных состояний на ядрах [1]. Рассмотрим когерентный процесс рождения на произвольном ядре с атомным номером A : $a + A \rightarrow b + A$, где "а" налетающий на ядро адрон, а "b" некоторое многочастичное состояние (например, $n\pi$, $K\pi$, $p\pi$ и т.д.). Для извлечения информации о взаимодействии систе-

мы " ν " с нуклонами $\sigma^{\text{tot}}(\nu N)$ экспериментальные данные по когерентному рождению на ядрах обрабатываются с помощью формул теории многократных перерассеяний. Оказалось, что для большинства исследованных процессов величина $\sigma^{\text{tot}}(\nu N)$ не превышает величины полного сечения взаимодействия налетающей частицы "а" с нуклонами $\sigma^{\text{tot}}(\nu N) \leq \sigma^{\text{tot}}(aN)$, причем с ростом массы детектируемой системы " ν " величина $\sigma^{\text{tot}}(\nu N)$ уменьшается. На рисунке 1 приведена зависимость полного сечения взаимодействия системы $p\pi^+\pi^-$ с нуклонами и величины $\alpha = \frac{\text{Re } f(0)}{\text{Im } f(0)}$ как функция массы рожденной системы. Эксперимент выполнен [2] для реакции $pA \rightarrow p\pi^+\pi^-A$ при энергии $E_p = 22,5$ Гэв. Как видно из рисунка, величина $\sigma^{\text{tot}}(\nu N)$ меняется от 40 мб. до 15 мб при изменении массы системы в интервале от 1,2 Гэв до 2,2 Гэв. Аналогичный результат был получен при исследовании реакций [3] $\pi \rightarrow 3\pi$, $\pi \rightarrow 5\pi$, $K \rightarrow K\pi\pi$ и $n \rightarrow p\pi$.

2) Почти полное отсутствие каскадирования вторичных частиц в ядре, следствием чего является малое отличие множественности на ядре от множественности на нуклоне. На рисунке 2 приведена зависимость отношения инклюзивных спектров на ядре C^{12} и на нуклоне $R_A = \left(\frac{1}{\sigma^{\text{in}}} \frac{d\sigma}{dx}\right)_{\pi C^{12}} / \left(\frac{1}{\sigma^{\text{in}}} \frac{d\sigma}{dx}\right)_{\pi N}$ как функция фейнмановской переменной $x = \frac{P_{\pi}^*}{P_{\pi}^* \text{max}}$ при энергии $E_{\pi} = 40$ Гэв. Начиная с некоторого $x_{\text{кр}} > 0$ величина $R_A \approx 1$, то есть соответствующие дифференциальные множественности на ядре и на нуклоне, почти совпадают. Избыток полной множественности на ядре по сравнению с полной множественностью на нуклоне получается за счет области частиц, летящих назад в с.ц.п. ($x < 0$).

3) Зависимость инклюзивных спектров от A (A -зависимость) при больших поперечных импульсах P_{\perp} детектируемой частицы. Если представить сечение инклюзивного процесса на ядре $a+A \rightarrow b+x$ в виде $\frac{d\sigma}{d^3p} \sim A^{\alpha}$, то показатель степени α оказывается функцией P_{\perp} и зависит от типа детектируемой частицы [5]. На рисунке 3 приведена величина α для реакции $p+A \rightarrow b+x$ ($b = p, \bar{p}, K^{\pm}, \pi^{\pm}$) при энергии $E_p = 300$ Гэв. С ростом P_{\perp} α растет и где-то в области $P_{\perp} \approx 2-3$ Гэв/с становится больше единицы.

Кроме того, имеется большое количество интересных результатов, полученных в столкновениях тяжелых ионов с ядрами, при рассеянии электронов на дейтронах при больших передаваемых импульсах и т.д., на которых мы останавливаться не будем.

Для объяснения экспериментальных данных был выдвинут ряд гипотез и предложены различные, часто взаимоисключающие объяснения в рамках различных физических моделей.

В настоящее время не существует единого подхода в описании множественных процессов на ядрах, при помощи которого удалось бы количественно описать все существующие экспериментальные данные. Теоретические модели, применяемые в этой области, можно условно разделить на три класса: 1) Теория многократных перерассеяний. 2) Партоно-реджевская картина взаимодействия. 3) Гидродинамические модели.

Обсуждению гидродинамического подхода к процессам множественного рождения частиц на ядрах посвящен недавний обзор в УФН [6], поэтому мы подробно остановимся на первых двух. Эти подходы, отличаясь по существу, имеют много общего и с их помощью можно

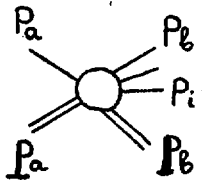
понять и количественно описать большую часть имеющихся экспериментальных результатов.

§ I Инклюзивное рождение частиц на ядрах в теории многократных перерассеяний

Успехи теории многократных перерассеяний в описании полных упругих и неупругих сечений взаимодействия адронов с ядрами, а также бинарных процессов упругого и квазиупругого рассеяния и рождения на ядрах позволяют думать, что эту теорию, при соответствующем обобщении, можно применять и на случай процессов рождения многих частиц.

С экспериментальной точки зрения исследование инклюзивного процесса $\alpha + A \rightarrow \beta + X$, где X представляет собой конечные состояния ядра и нерегистрируемые в эксперименте адроны, является не намного более сложной задачей, чем изучение бинарных реакций, а в ряде случаев значительно более легкой. Покажем сперва, что сечение инклюзивного процесса на ядре в случае, если в X есть хоть один медленный адрон (а таких случаев подавляющее большинство), не имеет когерентной составляющей, то есть в результате такой реакции ядро разваливается, либо возбуждается. Для того, чтобы рассеяние было когерентным необходимо, чтобы переданный ядру импульс \vec{Q} был не больше обратного радиуса ядра $|\vec{Q}| \lesssim R^{-1}$. Разложим вектор \vec{Q} на поперечную \vec{Q}_\perp и продольную Q_\parallel составляющие

$$\vec{Q}^2 = \vec{Q}_\perp^2 + Q_\parallel^2 \quad ; \quad \vec{Q}_\perp^2 = -4p_a p_b \sin^2 \theta/2, \quad Q_\parallel^{\min} = p_a - p_b - \sum_{i=1}^n p_i$$



Если мишень достаточно тяжелая $M_A \gg M_N$, то энергией ядра отдачи можно пренебречь, а так как поперечные импульсы рожденных частиц малы и ограничены, то из закона сохранения энергии следует:

$$P_a \approx P_b + \sum_{i=1}^n \sqrt{P_{i||}^2 + m_i^2}$$

$$Q_{||}^{\min} = \sum_{i=1}^n \sqrt{P_{i||}^2 + m_i^2} - \sum_{i=1}^n P_i$$

Отсюда видно, что если среди X есть хоть один медленный адрон $P_{i||} \approx m_i$, то тогда $Q_{||}^{\min} R \gg 1$, и, следовательно, сечение инклюзивного процесса чисто некогерентно по ядру. Заметим, что это условие приводит также к отсутствию интерференционных (недиагональных) членов в сечениях инклюзивного рождения.

Прежде чем рассмотреть инклюзивные сечения на ядре, напомним ситуацию, возникающую при описании процессов квазиупругого (некогерентного) бинарного рассеяния на ядрах



Сечение такой реакции в теории многократных перерассеяний имеет вид [7]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{\beta}} d^2\beta d^2B \left[e^{-(\sigma - \Omega(\beta))T(\vec{B})} e^{-\sigma T(\vec{B})} \right], \quad (1)$$

где $t = -\vec{q}_\perp^2$, $T(\vec{B}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{B}, z) dz$ есть проекция ядерной плотности $\rho(\vec{z})$ на плоскость при-

цельного параметра, а $\Omega(\beta) = \int \frac{d^2\Delta}{K^2} e^{-i\vec{\Delta}\vec{\beta}} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ -

двумерный фурье-образ дифференциальных сечений элементарных процессов $\alpha + N \rightarrow \alpha + N$.

Для дальнейшего удобно разложить это выражение в ряд по степеням величины ΩT . (заметим, что $\Omega T \ll 1$. Действительно, если принять, что ядерная материя распределена однородно, а для дифференциальных сечений элементарного акта воспользоваться общепринятой параметризацией

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) e^{-a q^2}, \quad \text{то}$$

$$\Omega T = 2\sigma^{el} \rho_0 \sqrt{R^2 - b^2} e^{-\frac{\beta^2}{4a}} \ll 2\sigma^{el} \rho_0 R \ll 1$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{\beta} - \sigma T(\vec{B})} \Omega(\vec{\beta}) T(\vec{B}) d^2B d^2\beta +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{\beta} - \sigma T(\vec{B})} \Omega^2(\vec{\beta}) \frac{T^2(\vec{B})}{2} d^2B d^2\beta + \dots =$$

$$= N_1(\sigma) \frac{d\sigma_0}{dt} + N_2(\sigma) \int \frac{1}{6} \frac{d\sigma_0}{dt}(\Delta) \frac{d\sigma_0}{dt}(\vec{q} - \vec{\Delta}) d^2\Delta + \dots = (2)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^A \frac{1}{n!} \int d^2B e^{-\sigma T(\vec{B})} T^n(\vec{B}) \delta(\vec{q} - \sum_{i=1}^n \vec{\Delta}_i) \prod_{i=1}^n \frac{d\sigma_0}{d^2\Delta_i}(\Delta) d^2\Delta_i,$$

где $N_n(\sigma) = \frac{1}{6n!} \int (\sigma T(B))^n e^{-\sigma T(B)} d^2B$ - так называемые

"эффективные нуклонные числа" определяющие вероятность n -

кратного столкновения в ядре $P_n = N_n(\sigma_{dN}^{in}) \frac{\sigma_{dN}^{in}}{\sigma_{dA}^{in}} \left(\sum_{n=1}^{\infty} P_n = 1 \right)$

Используя гауссовскую параметризацию для элементарных амплитуд, нетрудно получить:

$$A^{eff} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}}{\frac{d\sigma_0}{dt}} = N_1(\sigma) + \frac{\sigma^{el}}{2\sigma} N_2(\sigma) e^{\frac{a q^2}{2}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\sigma^{el}}{\sigma} \right)^2 N_3(\sigma) e^{\frac{2a q^2}{3}}$$

Выражения (2), (3) представляют собой ряды по кратности столкновений с изменением направления движения (с отличным от нуля переданным импульсом в каждом акте столкновения). Параметром разложения является величина $\frac{e\ell}{\sigma}$, которая представляет из себя вероятность того, что в результате соударения частица рассеется упруго.

Так как при высоких энергиях величина $\frac{e\ell}{\sigma} \ll 1$ (0,2-0,25 для нуклонов 0,15 для пионов), а каждое эффективное число $N_n(\theta)$ меньше предыдущего примерно в 1,5 раза, то учет перерассеяний с изменением направления движения становится необходимым лишь при достаточно больших q^2 ($q^2 \approx 0,2 \left(\frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}\right)^2$). Эти поправки приводят к увеличению некогерентного сечения, что обусловлено следующим. Выражения (2), (3) описывают рассеяние частиц вне дифракционного конуса $\theta > 1/\kappa R$ и поэтому в детектор за счет многократных столкновений попадают частицы из дифракционного конуса, где плотность частиц максимальна. Остановимся наконец, на зависимости $A^{e\ell\ell}$ от атомного номера (A-зависимость). Как видно из выражения (3), она определяется зависимостью от A величин $N_n(\theta)$, что, в свою очередь, обусловлено выбором ядерной плотности. Так, например, если считать, что ядерная материя представляет из себя однородное вещество с резкой границей

$$\rho(\tau) = \begin{cases} \rho_0 & \tau \leq R \\ 0 & \tau > R \end{cases} \quad \rho_0 = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \quad \text{то}$$

$$N_1 \approx \frac{\pi}{\sigma^2 \rho_0^2} \sim A^{\frac{1}{2}} \quad \text{. В гауссовской параметризации для ядерной плотности } \rho(\tau) = \frac{A}{\pi^{\frac{3}{2}} R^3} e^{-\tau^2/R^2}$$

$$N_1(\sigma) \approx \frac{\pi R^2}{\sigma} \quad , \text{ то есть зависимость от атомного номера } N_1 \sim A^{2/3}$$

Наиболее реалистической моделью для ядерной плотности в средних и тяжелых ядрах ($A \geq 20$) является плотность Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{c}\right)} \quad , \text{ которая приводит к зависимости}$$

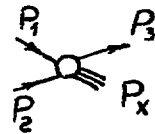
$N_1(\sigma) \sim A^{1/3}$. Такая зависимость наблюдалась в экспериментах по квазиупругому рассеянию [8]. Заметим, что расчет в модели Ферми дает для $N_n(\sigma)$ следующую зависимость от атомного номера: чем больше "n" тем больше показатель степени в A-зависимости, причем для достаточно больших n он становится больше 1. Для того, чтобы обобщить ТМР на случай инклюзивных процессов, рассмотрим сперва кинематику элементарного столкновения на примере реакции $p + A \rightarrow p + X$

Протон, влетевший в ядро, в результате последовательных соударений с нуклонами ядра теряет свою энергию на отдачу нуклонам и рождение новых частиц. Из законов сохранения для элементарной реакции $p + p \rightarrow p + X$ нетрудно получить, что

$$\Delta = E_1 - E_3 = \frac{M^2 m^2}{2m} + \frac{q_{1\perp}^2}{2m} \quad . \text{ Действительно:}$$

$$M^2 = P_X^2 = (P_1 + P_2 - P_3)^2 = (P_1 - P_3)^2 + m^2 + 2P_2(P_1 - P_3) =$$

$$= -q_{1\perp}^2 + m^2 + 2m(E_1 - E_3)$$



Для инклюзивного процесса $p + A \rightarrow p + X$ по аналогии с процессом $p + A \rightarrow p + A'$, описываемым выражением (2), имеем [9]:

$$\frac{d\sigma}{dE'd^2q} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^A \frac{1}{n!} \int d^2b T^n(b) e^{-\sigma T(b)} \times$$

$$\times \prod_{i=1}^n \frac{d\sigma_0}{d^2q_{\perp i} dM_i^2} \left(\vec{q}_{\perp i}, M_i, E - \sum_{k=1}^{i-1} \frac{\vec{q}_{\perp k}^2 + M_k^2 - m^2}{2m} \right) \times \quad (4)$$

$$\times \delta \left(\vec{q}_{\perp} - \sum_{i=1}^n \vec{q}_{\perp i} \right) \delta \left(E - E' - \sum_{i=1}^n \frac{\vec{q}_{\perp i}^2 + M_i^2 - m^2}{2m} \right) d^2q_i dM_i^2$$

Это выражение представляет собой ряд по кратности перерассеяния лидирующей частицы и справедливо в общем случае для частиц с $X > 0,5$.

Исследуем два предельных случая этого выражения:

а) Результирующие потери энергии малы:

$E - E' \ll E$. В этом случае можно пренебречь изменением энергии в элементарных сечениях $\frac{d\sigma_0}{d^2q dM} (E_i) \approx \frac{d\sigma_0}{d^2q dM} (E)$ после чего ряд (4) суммируется:

$$\frac{d\sigma}{d^2q_{\perp} dE'} (q_{\perp}, E, E') = \frac{1}{4\pi} \int d^2B d\alpha d^2b e^{i\vec{q}_{\perp} \vec{b} + i\alpha(E-E') - \sigma T(B)} \times$$

$$\times \left[e^{\omega(\alpha, \vec{b}) T(B)} - 1 \right], \quad (5)$$

где $\omega(\alpha, \vec{b}) = \int \frac{d\sigma_0(\vec{q}_{\perp}, M, E)}{d^2q_{\perp} dM^2} \rho^{i\vec{q}_{\perp} \vec{b} - i\alpha \frac{\vec{q}_{\perp}^2 + M^2 - m^2}{2m}} d^2q_{\perp} dM^2$. (6)

Выражение (5) является обобщением глауберовских результатов в области квазиупругого типа (сравни с (I)) на случай учета отдачи нуклонов и рождения малых масс.

б) Рассмотрим второй более интересный случай, когда потери в неупругих столкновениях намного превышают потери на

отдачу $E - E' \gg \frac{\langle q_{\perp} \rangle^2}{2m}$, так что последними можно пренебречь. Вводя переменную I) $\chi_{\Lambda} = E'/E > 0$ и предполагая, что в элементарных соударениях $p + N \rightarrow p + X$ имеет место фейнмановский скейлинг $E' \frac{d\delta}{d^3p}(\vec{q}_{\perp}, x, E) = f(q_{\perp}, x)$ из (4) нетрудно получить:

$$x \frac{d\delta}{dx d^2q_{\perp}} = \frac{x}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int d^2B T^n(\vec{B}) \exp(-\delta T(\vec{B})) \times$$

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\delta}{dx_i d^2q_i}(q_i, x_i) \delta(\vec{q} - \sum_{i=1}^n q_i) \delta(x - \prod_{i=1}^n x_i) d^2q_i dx_i = (7)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^2B d^2b d\delta \exp\{i\vec{q}\vec{b} + i\delta \ln x - \delta T(\vec{B})\} [e^{\omega(d, \vec{b})T(\vec{B})} - 1] = F(q_{\perp}, x)$$

I) Переменная χ_{Λ} связана с фейнмановской переменной $x = \frac{P_{\perp}^*}{P_{\perp}^* \max}$ следующими соотношениями:

$$\chi^{\wedge} = \begin{cases} x + O(1/s) & x \gg \frac{2\Gamma}{\sqrt{s}} \\ \frac{\Gamma}{\sqrt{s}} & x = 0 \\ \frac{m^2 x}{s} - \frac{\Gamma^2}{xs} & x \ll -\frac{2\Gamma}{\sqrt{s}} \end{cases} \quad \Gamma = \sqrt{m_c^2 + P_{\perp}^2}$$

Таким образом в области $\chi^{\wedge} \geq 0$ для достаточно больших энергий они практически совпадают.

$$\omega(d, \vec{b}) = \int \frac{d\delta_0}{d^2q_{\perp} dx} e^{-i\vec{q}\vec{b} - i\delta \ln x} dx d^2q_{\perp} \quad (8)$$

Заметим, что выражение (7) переходит в (5) в области $x \approx 1$. Действительно, так как $\ln x = -1 + x + \frac{(1-x)^2}{2} - \dots$, а $E - E' = \frac{M^2 - m^2}{2m} = \frac{(1-x)2mE}{2m} = (1-x)E$, то, делая в (7) замену $\alpha = \alpha'E$, получим выражение (5) с точностью до членов порядка $q_L^2/2m$.

Для того, чтобы найти неупругое сечение на ядре, необходимо из (7) вычесть сечение квазиупругого рассеяния:

$$\frac{d\sigma^{KB}}{d^2q dx} = \delta(1-x) \int d^2B d^2b \exp(i\vec{q}\vec{b} - \theta T(\vec{B})) [e^{\omega^{el}(\vec{b})T(\vec{B})} - 1] \quad (9)$$

в результате чего получим:

$$\begin{aligned} x \frac{d\sigma}{d^2q dx} &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^2B d^2b e^{i\vec{q}\vec{b} + i\alpha \ln x - \theta T(\vec{B})} \left[e^{\omega(\alpha, \vec{b})T(\vec{B})} - e^{\omega^{el}(\vec{b})T(\vec{B})} \right] \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^2B d^2b d\alpha e^{i\vec{q}\vec{b} + i\alpha \ln x - \tilde{\theta}(\vec{b})T(\vec{B})} \left[e^{\omega^{inel}(\alpha, \vec{b})T(\vec{B})} - 1 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\tilde{\theta}(\vec{b}) = \theta - \omega^{el}(\vec{b})$ $\tilde{\theta}(0) = \theta^{inel}$
 $\omega^{inel}(\alpha, \vec{b}) = \omega(\alpha, \vec{b}) - \omega^{el}(\vec{b})$.

В работе [10] при помощи выражения (10) был проанализирован эксперимент Кронина и др. [5] для реакции $p+A \rightarrow p+X$. При этом авторы использовали параметризацию сечения $pN \rightarrow pX$ в виде $E \frac{d\sigma}{d^3p} = \chi e^{-BP_L^2}$. Несмотря на грубость такой параметризации получено довольно удовлетворительное согласие

теоретических предсказаний с экспериментальными данными. На рис.4 изображена зависимость инклюзивного сечения $p+A \rightarrow p+x$ при $E_p = 300$ Гэв, где в качестве мишени выбрано ядро вольфрама. На рис.5 показана зависимость показателя A - зависимости от P_1 в двух случаях: а) α находится из отношения, W/B_e , б) для нахождения α берется отношение P_1/B_e . Воспользовавшись выражением (10) нетрудно найти коэффициент неупругости на ядре для протонов:

$$K_A = \frac{\int (1-x) \frac{d\sigma}{d^2q dx} (q_1, x) d^2q dx}{\int \frac{d\sigma}{d^2q dx} (q_1, x) d^2q dx} = K_N \frac{N(0, K_N \theta^{inel})}{N(0, \theta^{inel})}, \quad (11)$$

где K_N коэффициент неупругости в элементарном pN столкновении. Расчет этой величины с использованием плотности Ферми дает $K_A \sim A^{0,08}$, что согласуется с поведением этой величины, полученным в космических лучах [11].

Рассмотрим наконец, предсказания ТМР для множественности адронов на ядрах *). Если пренебречь размножением вторичных частиц в ядре, то множественность на ядре n_A связана со множественностью в элементарных столкновениях $n(E)$ следующим соотношением:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_A = & P_1 n(E) + P_2 (n(E) + n(xE)) + P_3 (n(E) + \\ & + n(xE) + n(x^2E)) + \dots + P_n (n(E) + \dots + n(x^{n-1}E)), \end{aligned} \quad (12)$$

* Автор благодарит А.В.Тарасова за обсуждение этого вопроса.

где $P_n = \frac{\sigma_{nN}^{inel}}{\sigma_{NA}^{inel}} N_n (\sigma_{NN}^{inel})$ - вероятность n - кратного неупругого соударения, а $\chi = 1 - \kappa$ - есть средняя доля энергии уносимая лидирующей частицей.

Обычно, множественность в адрон-ядерных соударениях параметризуют либо степенной зависимостью от энергии $n(E) = n_0 E^\alpha$, либо логарифмической $n(E) = a + b \ln \frac{E}{E_0}$. Если воспользоваться степенной параметризацией, то для множественности на ядре нетрудно получить из (12)

$$\langle n \rangle_A = n(E) \frac{N(0,6(1-\chi^2))}{N(0,6)}, \quad (13)$$

где $N(0,6) = \int \frac{1 - e^{-6\tau(b)}}{6} d^2b$.

Полагая $\chi = 0,5$, $\alpha = 0,25$ для отношения $R_A = \frac{\langle n \rangle_A}{n(E)}$ получим, например, для ядра фотоэмульсии ($A \approx 70$) $R_A = 1,8$. Заметим, что зависимость R_A от атомного номера будет несколько слабее, чем $1/3$.

В случае параметризации множественности в элементарном соударении логарифмической зависимости от энергии для множественности на ядре получим:

$$\langle n \rangle_A = \bar{V} n(E) + b \frac{\bar{V}(\bar{V}-1)}{2} \ln \chi, \quad (14)$$

где $\bar{V} = \sum_{n=1}^{\infty} n P_n = \frac{\sigma_{dN}^{inel}}{\sigma_{NA}^{inel}} A$ - есть среднее число столкновений в ядре. Такая параметризация множественности хорошо согласуется с экспериментом в области ускорительных данных [12] и резко

противоречит экспериментальным данным по множественности полученных в космических лучах. Необходимо, однако отметить [2], что данные полученные в космических лучах подвержены большим систематическим ошибкам и поэтому к этому расхождению надо относиться осторожно. Заметим, что отношение получаемое при различных параметризациях для множественности (степенной и логарифмической) имеет различные зависимости от энергии. В случае степенной зависимости (см. выражение (13)) R_A от энергии практически не зависит (есть слабая зависимость связанная с ростом σ_{NN}^{inel}), в то время как при логарифмической параметризации (14) с ростом энергии R_A растет и стремится к \bar{V} . Поэтому экспериментальное исследование энергетического поведения этого отношения, может служить одним из критериев выбора между логарифмической и степенной параметризацией множественностей в нуклон-нуклонных соударениях. Такой метод особенно полезен для экспериментов в космических лучах ввиду невозможности экспериментов на водородных мишенях.

§ 2 Партоново-реджевская картина взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами

Основой теории многократных перерасеяний является потенциальная теория. С ростом энергии частиц заметную роль начинают играть релятивистские эффекты (многочастичное рождение). Впервые на важность учета многочастичных состояний в эффектах перерасеяния обратили внимание авторы работы [14]. В 1969 г. В.Н.Грибовым [15] были более подробно рассмотрены эти эффекты и получены интересные физические следствия, возни-

кавшие из-за учета рождения пучков частиц (неупругая экранировка). Ниже мы на примере полных сечений коротко остановимся на тех изменениях, к которым приводит учет рождения пучков частиц, и к каким предсказаниям они приводят в случае инклюзивного рождения на ядрах. Наиболее естественной для описания рассеяния релятивистских частиц на ядрах является реджевская схема.

Как известно, амплитуда рассеяния адрона на нуклоне в простейшем варианте реджистики (обмен одним полюсом) имеет следующую степенную зависимость от энергии $S = (P_1 + P_2)^2$:

$$A(s, t) = \beta_1(t) \beta_2(t) \xi(t) S^{\alpha(t)}$$

$$\xi(t) = \frac{\tau + e^{-i\pi\alpha(t)}}{-\sin \pi\alpha(t)} \quad - \text{ сигнатурный множитель}$$

$\tau = \pm 1$ - сигнатура соответствующей траектории

$\beta_1(t)$ и $\beta_2(t)$ вычеты полюса $S e^{tot} = \mathcal{J}_m A(S, 0)$.

Для простоты мы будем рассматривать только помероны, для которых:

$$\alpha_p(t) = \alpha_p(0) + \alpha'_p t \approx 1 + 0,25 t$$

$$\xi(t) = \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{-\sin \pi\alpha} = i - \operatorname{ctg} \frac{\pi\alpha}{2}$$

$$\alpha' = 0,25 \left(\frac{1 \text{ ЭВ}}{c} \right)^{-2}$$

$$t = -q_{\perp}^2$$

Представляя вычеты в виде $\beta_i(t) = \beta_i(0) e^{\gamma_i t}$

имеем

$$A(S, t) = i \beta_1(0) \beta_2(0) S^{\alpha(0)} e^{-(\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln S) q_{\perp}^2}, \quad (15)$$

где пренебрежено зависимостью ξ от t .

Рассмотрим эту амплитуду в плоскости прицельных параметров:

$$\begin{aligned} \tilde{A}(s, \vec{b}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 q_{\perp} e^{i\vec{q}_{\perp} \vec{b}} A(s, -q_{\perp}^2) = \\ &= \frac{i\beta_1(0)\beta_2(0)S^{\alpha(0)}}{2(\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s)} \exp\left(-\frac{b^2}{4(\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s)}\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Это представление для амплитуды имеет простую физическую интерпретацию. Налетающий адрон видит покоящийся нуклон как некий объект, в котором распределение материи описывается гауссовской функцией с шириной $2\sqrt{\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s}$ растущей с энергией. С другой стороны, плотность этой материи убывает с энергией как $(\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s)^{-1}$. Таким образом, если бы сечения были постоянны, это означало бы, что рост риджевского радиуса в точности компенсируется тем, что адрон сереет (увеличивается проникаемость). Посмотрим теперь, что происходит при рассеянии на ядре. При этом необходимо различать два предельных случая:

а) $\sqrt{\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s} \ll R$.

Размеры нуклонов много меньше радиуса ядра R . Поэтому налетающий адрон взаимодействует только с нуклонами, находящимися в трубке радиуса $\sqrt{\gamma_1 + \gamma_2 + \alpha' \ln s}$, так как углы рассеяния малы $\theta \sim \frac{|q_{\perp}|}{|p|} \sim \frac{1}{S\sqrt{\ln s}}$. Плотность нуклонов в ядре, есть $\rho_0 = \frac{A}{4/3\pi R^3}$, а объем, в котором находятся

нуклоны, с которыми взаимодействует адрон χR^2 (χ - длина свободного пробега в ядре). Поэтому,

$$\sigma_{hA} \sim \frac{\chi R^2 A}{R^3} \quad \sigma_{hN} \sim R^2 \sim A^{2/3}$$

б) $\sqrt{\chi_1 + \chi_2 + \alpha' \ln s} \gg R$. В этом случае размеры нуклонов больше радиуса ядра, а с другой стороны они становятся прозрачными (то есть нет поправок на экранирование), то есть

$$\sigma_{hA} = A \sigma_{hN} \sim R^3.$$

Однако, как будет показано ниже, этот результат есть следствие неучета неупругих перерассеяний, учет которых приводит к закону $\sigma_{hA} \sim A^{2/3}$ и при асимптотически больших энергиях.

На современных ускорителях режим б) практически недостижим.

Если взять, например, энергию $I \approx R$ $\ln s = 8$

$\chi_p \approx 1,7 \text{ ГэВ}^{-2}$ $\alpha' = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$, то

$$\sqrt{2\chi_p + \alpha' \ln s} \approx \sqrt{5 \text{ ГэВ}^{-2}} = 0,4 f \ll R$$

Возникновение неупругих перерассеяний проще всего проследить на примере рассеяния адрона на дейтроне. Полное сечение взаимодействия адрона с дейтроном дается в теории многократных перерассеяний выражением:

$$\sigma_{hd} = \sigma_{hp} + \sigma_{hn} - \frac{\sigma_{hp} \sigma_{hn}}{4\pi} \langle 1 - \alpha_p \alpha_n \rangle < \tau^{-\epsilon} \rangle,$$

(17)

$$\text{где } \alpha_{p(n)} = \frac{\text{Re } f_{np(n)}(0)}{\text{Im } f_{np(n)}(0)}; \quad \langle \tau^{-\epsilon} \rangle = \int_0^\infty p dp F(p^2).$$

Если выбрать волновую функцию дейтрона в виде Гартенхауза - Шварца, то $\langle \tau^{-2} \rangle = 0,027 m_b^{-1} \langle \tau \rangle = 1,9 \text{ ф}.$

На рисунке 6 приведена зависимость $\langle \tau^{-2} \rangle$ от энергии налетающей частицы извлекаемая из (17). При энергиях до 5-6 Гэв значение этой величины совпадает с $0,027 m_b^{-1}$, однако с ростом энергии $\langle \tau^{-2} \rangle$ начинает расти. Естественное объяснение этого роста дает учет неупругих перерассеяний.

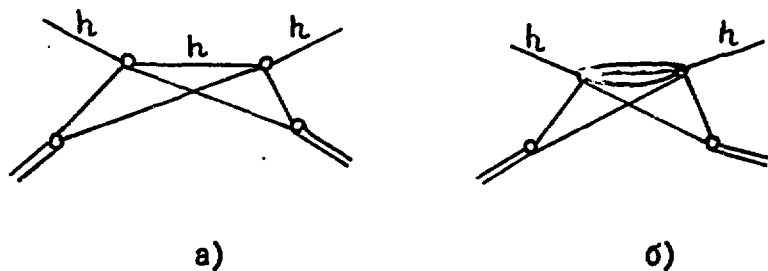


Диаграмма а) соответствует третьему слагаемому в (17) (глауберовская поправка). С ростом энергии в амплитуду начинают давать вклад процессы неупругого рождения пучков [15] (диагр.б). Возникновение пучков частиц обусловлено следующими физическими причинами. Налетающий на ядро адрон на время, которое позволяет ему соотношение неопределенностей $\Delta t \sim 1/\Delta E$, может переходить в многочастичное адронное состояние с массой m_n . Так как

$$\Delta E = \sqrt{p^2 + m_n^2} - \sqrt{p^2 + m^2} \approx p \left(1 + \frac{m_n^2}{2p^2}\right) - p \left(1 + \frac{m^2}{2p^2}\right) = \frac{m_n^2 - m^2}{2p},$$

то $\Delta t \approx \frac{2p}{\Gamma}$, где $\Gamma \approx 1 \text{ Гэв}$ характерная масса в сильных взаимодействиях. Продольные расстояния, которые

проходит адрон, пребывая в таком многочастичном состоянии, есть $\delta = c \Delta t \sim \frac{2p}{\Gamma^2}$ ($c = \hbar = 1$), так что при достаточно большой энергии δ может стать больше радиуса ядра $\delta > R$, то есть на ядро будет налетать не одна частица, а пучок адронов. Это приведет к тому, что при $R < \delta$ основной вклад в амплитуду дает член, соответствующий диаграмме а) (глауберовская поправка). С ростом энергии величина δ становится больше радиуса ядра, и необходимо учитывать многочастичные промежуточные состояния (диаграмма б). Таким образом, дефект полных сечений $\delta\sigma = \sigma_{hd} - \sigma_{hp} - \sigma_{hn} = -\delta\sigma_{inel} - \delta\sigma_{el}$ зависит от энергии налетающей частицы и как показано в работе [15] имеет вид:

$$\delta\sigma^{inel} = 2 \int dm \int_{K_0(m)}^{\infty} dq^2 F_d(4q^2) \frac{d\sigma}{dq^2 dm}, \quad (18)$$

где $F_d(q^2) = \int |\psi_d(\tau)|^2 e^{i\vec{q}\vec{\tau}} d^3\tau$ — форм-фактор

дейтрона, а $d\sigma/dq^2 dm$ есть дифференциальное сечение рождения пучка с массой m при передаче дейтрону импульса \vec{q}

Минимальный продольный импульс, необходимый для рождения массы m есть $K_0(m) = \frac{m^2 - m_n^2}{2K}$, и поэтому величина $\delta\sigma^{inel}$

вначале растет с энергией, а затем выходит на константу, следствием чего является поведение $\langle \tau^{-2} \rangle$ изображенное на рис.6.

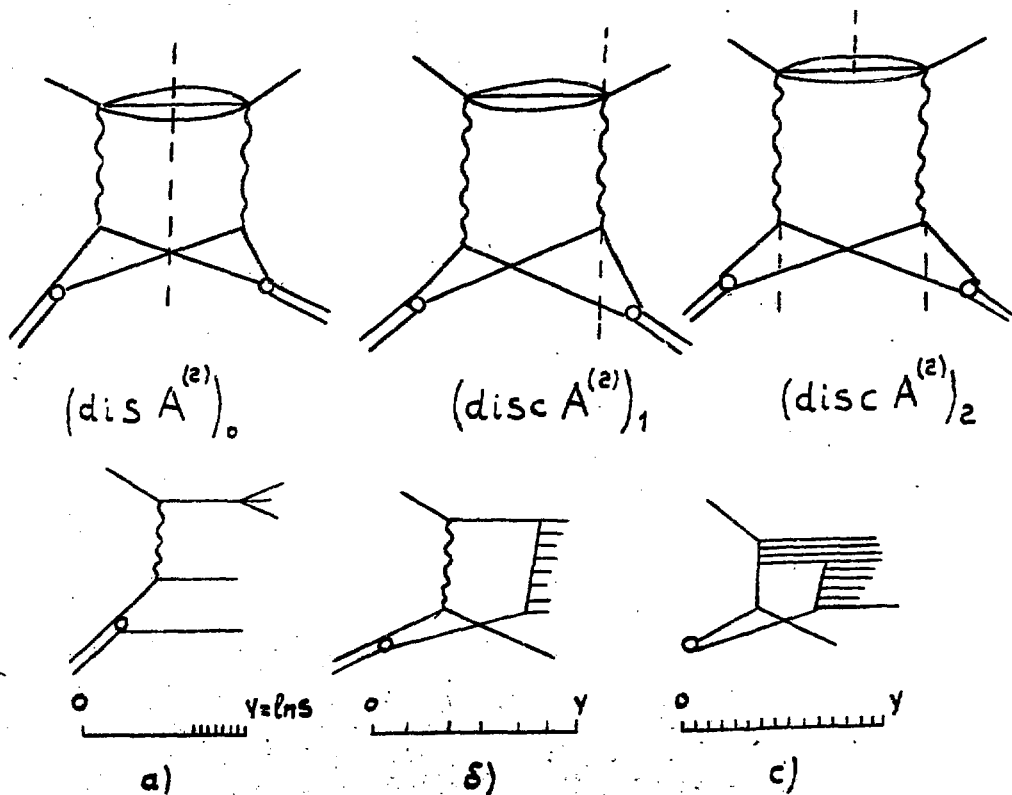
Численно вклад от поправки на неупругое экранирование в полное сечение σ_{hd} рассеяния невелик. Так, например, оценки для $\delta\sigma^{inel}$ проведенные в работе [16] дают:

$\delta\sigma^{inel} = (0,2 \pm 0,04)\delta\sigma^{el}$ для pd и $(0,38 \pm 0,13)\delta\sigma^{el}$ для Td рассеяния. Такая же ситуация имеет место в случае

рассеяния на более сложных ядрах [17]. Причиной этому служит малость сечения дифракционной диссоциации адронов в пучки частиц, величиной которой и определяется $\delta\sigma_{inel}$. Рассмотрим теперь, следуя работе [18], каковы вклады в двукратную поправку к полным сечениям от многочастичных процессов. Согласно правилу Кутковского:

$$S\sigma_{tot}^{(2)} = \frac{1}{2i} \text{disc} A^{(2)} = \frac{1}{2i} \left[(\text{disc} A^{(2)})_0 + (\text{disc} A^{(2)})_1 + (\text{disc} A^{(2)})_2 \right] \quad (19)$$

где $\text{disc} A^{(2)}$ есть скачок соответствующей амплитуды, а разрезания проводятся следующими способами



Эти диаграммы представляют собой вклады соответствующих множественных процессов в двукратную поправку к полному сечению. Так, например, диаграмма а) соответствует процессу дифракционной диссоциации, в то время как диаграммы б) и с) соответствуют рождению частиц в центральной области.

В (19) присутствуют только те члены, которые соответствуют разрезанию вдоль всей реджеонной линии. Любые другие разрезания дают асимптотический малый вклад [18]. Если число реджеонных обменов обозначить через ν , а число разрезаний r , то при достаточно высоких энергиях, когда выполняется условие $p \gg r^2 R$, имеют место следующие правила, позволяющие выражать скачки амплитуды $F_r^\nu = (\text{disc } A^\nu)_r$, через часть упругой амплитуды A^ν соответствующей обмену ν -реджеонами [18,19]

$$\begin{aligned}
 F_0^\nu &= (2 - 2^\nu) A^\nu \\
 F_r^\nu &= (-1)^{r+1} 2^\nu C_r^\nu A^\nu \\
 F^\nu &= \sum_{r=0}^{\nu} F_r^\nu = 2 A^\nu
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Эти правила справедливы для обмена чисто мнимыми полюсами так что $\mathcal{J}_m A^\nu = 1/2i F^\nu$.

Для двукратного перерасcеяния имеем:

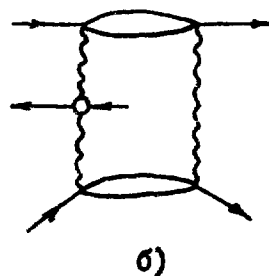
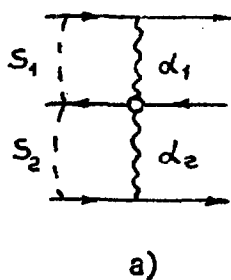
$$\begin{aligned}
 F_0^2 &= -2 A^2 & F_1^2 &= 8 A^2 & F_2^2 &= -4 A^2 \\
 \sum_{r=0}^2 F_r^2 &= (-2 + 8 - 4) A^2 = 2 A^2
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

Отсюда видно, что вклад от однократного неупругого рассеяния с абсорбцией (диагр. б) в два раза больше процесса с двойной неупругостью (диагр. с) и в четыре раза больше вклада от процесса дифракционной диссоциации (диагр. а).

Рассмотрим теперь процесс инклюзивного рождения частиц на нуклоне в центральной области

$$\Delta < y < Y - \Delta \quad (Y = \ln \frac{S}{m^2}; \quad \Delta \approx 2).$$

Если ограничиться вторым порядком по числу реджеонных обменов ($V = 2$), то сечение инклюзивного рождения в центральной области определяется мнимыми частями от суммы двух диаграмм а) и б) (теорема Муллера-Канчели)



Взятие мнимых частей производится по тем же правилам, как и в случае полных сечений (см. (20)). Единственное отличие в том, что в случае инклюзивного сечения вклад от скачка F_1^2 в два раза меньше, чем для той же величины в полных сечениях. Это связано с тем, что однократное разрезание диаграммы б) можно провести только через тот реджеон, из которого вылетает

частица, за которой мы наблюдаем, Это приводит к тому, что вклад от мнимой части диаграммы б) оказывается равным нулю. Аналогичные сокращения происходят в высших порядках по \sqrt{v} , так что инклюзивное сечение в центральной области определяется только мнимой частью диаграммы а).

В сечении инклюзивного процесса на ядре происходят те же самые сокращения в центральной области. Единственное отличие от процесса рождения на нуклоне заключается в том, что центральная область на ядре сужается и ограничена снизу величиной

$$y_0 = \ln R m + \Delta'$$

Это связано с тем, что при значениях рапидити

$y = \ln \frac{p}{m} < y_0$ величина $p \lesssim m^2 R$ и в этой области необходимо учитывать минимальный продольный импульс.

В областях фрагментации налетающей частицы и фрагментации мишени $0 < y \leq y_0$. $y - \Delta' \leq y \leq y_0$ сокращения не имеют места и инклюзивные сечения в этих областях ведут себя примерно так же, как в случае квазиупругих процессов. Поскольку основной вклад во множественность идет от частиц центральной области, то $n(A, y) = \frac{1}{\sigma_A^{\text{inel}}} \int \frac{d^6 b}{d^3 p} d^3 p \approx c(y, y_0) A^{1/3}$. Таким образом, множественность на ядрах в рассмотренной выше картине растет с атомным номером как $A^{1/3}$ или линейно по \bar{v} . Экспериментальные данные по множественности, начиная с энергий $E \gtrsim 50$ Гэв хорошо описываются феноменологической зависимостью $R_A = 1/2 (1 + \bar{v})$. Такого типа зависимость в реджевской картине можно получить, если учесть, например, ограничения, накладываемые законом сохранения энергии [20]

Рассмотренные в этом параграфе результаты можно получить также в рамках партонной картины, которая является менее строгой, но более физической. Мы не будем этого здесь делать, так как существует ряд работ, например, [21], в которых детально рассмотрен этот подход и следствия из него для процессов множественного рождения на ядрах.

Таким образом в настоящее время для описания процессов множественного рождения частиц на ядрах существует несколько подходов. Для объяснения всей совокупности экспериментальных данных и выбора между ними необходимы дальнейшие как экспериментальные, так и теоретические исследования.

Автор приносит свою глубокую благодарность С.Г.Матиняну за интерес к работе и полезные замечания.

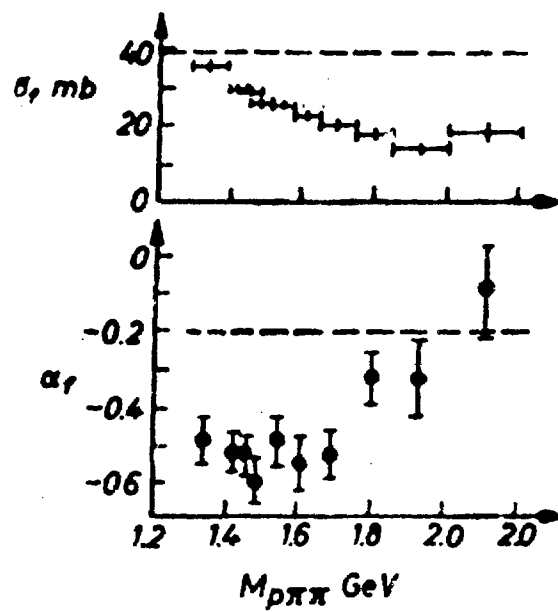


Рис.1

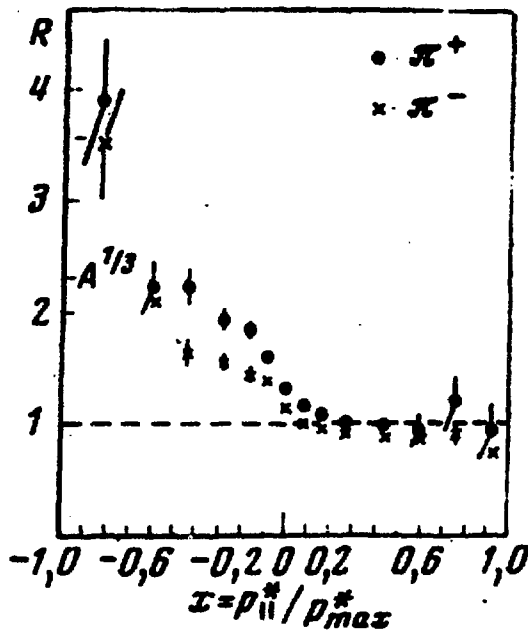


Рис.2

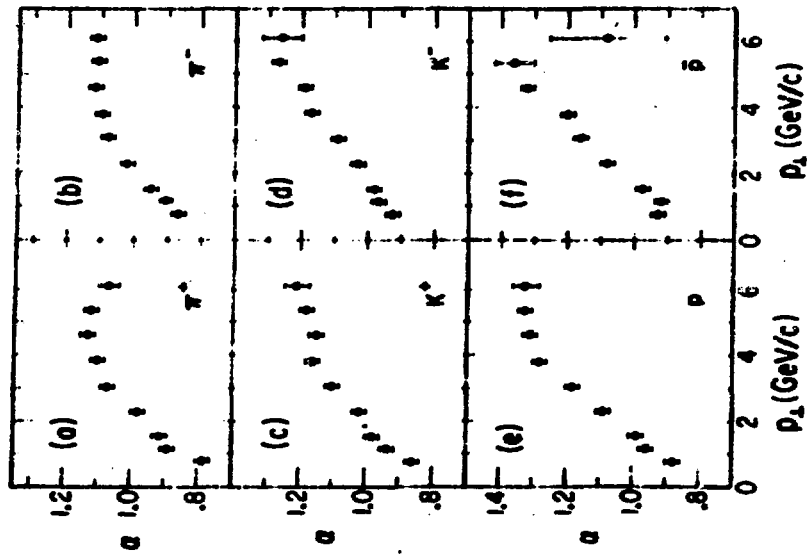


FIG. 3

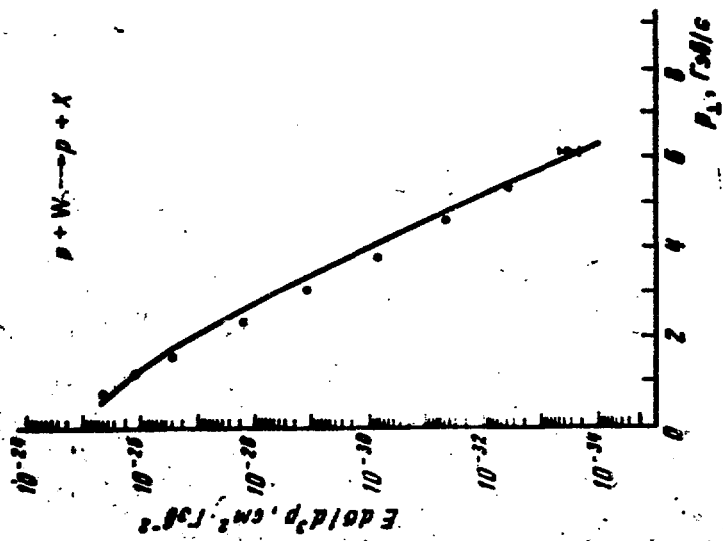


FIG. 4

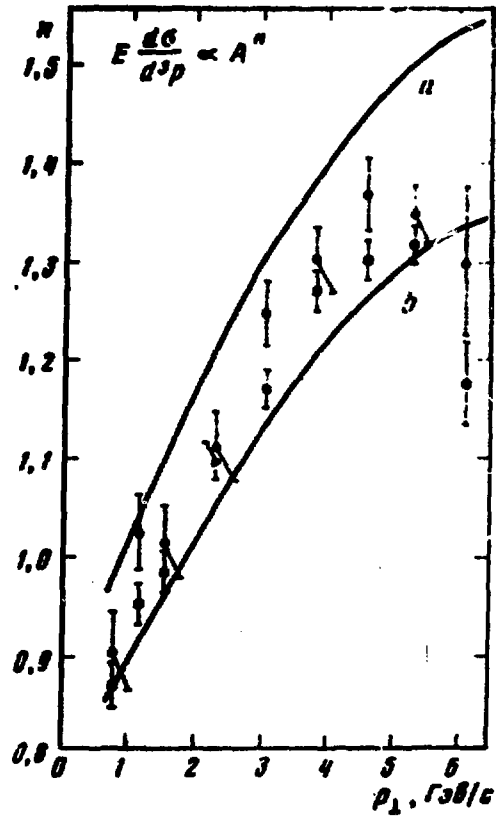
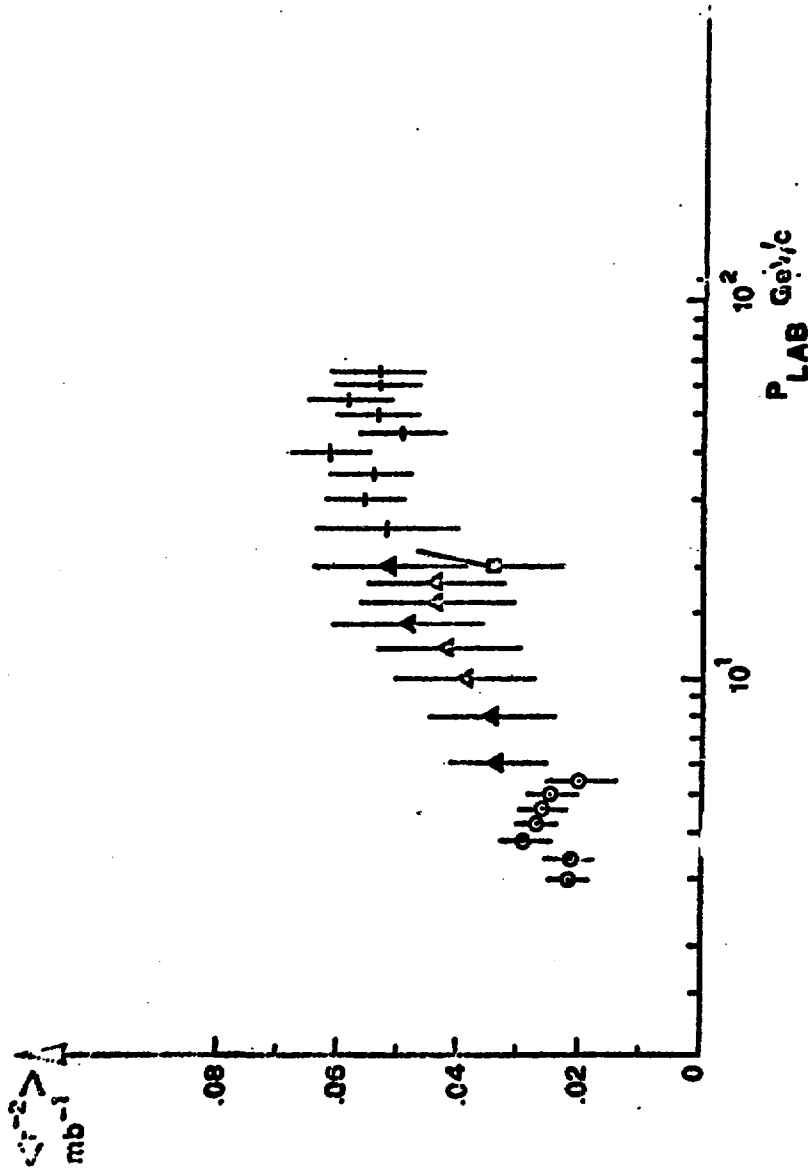


Рис. 5



P10.6

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Faltdt. Preprint USIP-76-21 (1976)
2. W.Busza Asta Phys. Po ņnica 88, 333 (1977)
3. W.Bensch Asta Phys. Polonica 83, 679 (1972)
4. С.А.Азимов и др. Письма в ЖЭТФ 25,9,1977.
5. J.W.Cronin et al Phys.Rev. D11 , 3105 (1975)
6. Ю.П.Никитин и др. УФН 121, 1977.
7. С.Р.Геворкян. Научное сообщение ЕФИ-50(1974)
8. G.Bellettini et al. Nucl.Phys. 79, 609 (1966)
9. Г.Б.Алавердян и др. Препринт ОИЯИ P2-7875 (1974)
10. Г.Б.Алавердян и др. ЯФ 25, 666, 1977
11. М.О.Азарян и др. ЯФ, 20, 398, 1974.
12. K.Gottfried preprint CERN TH 1735 (1973)
13. O.Hovoed-Hansen Nucl. Phys. B57, 42 (1973)
14. E.S.Abers et al. Nuovo Cim. 42A, 365 (1966)
15. В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 56, 892, 1969; 57, 1306, 1969.
16. А.Б.Кайдалов, Л.А.Кондретюк. Письма в ЖЭТФ, 15,170, 1972.
17. Ю.М.Шабедьский. Препринт ЛИЯФ ,248, 1976.
18. В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели.ЯФ, 18, 595, 1973.
19. E.S.Lehman, G.A.Winbow. Phys.Rev. 10, 2962 (1974)
20. L.Caneschi, A.Schimmer TH 2299-CERN (1977)
21. С.Г.Матинян. Научное сообщение ЕФИ-170 (1976).

Рукопись поступила 22-го июня 1978 г.

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

Заказ 361

ВФ- 03433

Тираж 299

Подписано к печати 21/IX-78

Формат издания 60x84/16

2,5 уч.изд.л. Ц. 18 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624