

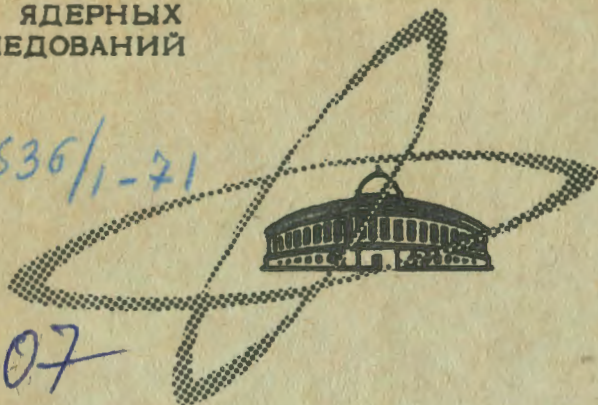
Г-859

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

2536/1-71

P1 - 5807



5807

В.Г. Гришин, Б.С. Юлдашев, Г. Янчо

О РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ
КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P1 - 5807

В.Г. Гришин, Б.С. Юлдашев, Г. Янчо

О РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ
КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1. В в е д е н и е

В настоящее время больше всего изучены когерентные процессы на ядрах: $\pi \rightarrow 3\pi$ и $\pi \rightarrow 5\pi$. Экспериментальные данные могут быть разделены на три группы:

- 1) когерентное рождение на дейтронах, $p_0 = 4+12$ ГэВ/с, /1-6/;
- 2) данные, полученные в камерах с тяжелым наполнением (C_2F_5Cl , $C_{22}F_3Br$, C_4F_3Br), $p_0 = 6+18$ ГэВ/с /7-10/;
- 3) результаты, полученные в ядерной эмульсии $p_0 = 6+60$ (+200) ГэВ/с /11-13/.

Сравнение результатов этих групп затруднено отсутствием достоверной теории зависимости сечения от атомного номера (A). На основе различных теоретических моделей и экспериментальных данных зависимость типа $A^{2/3}$ можно считать приемлемым приближением. На рис. 1 представлена зависимость $\sigma_{coh}/A^{2/3}$ от энергии в интервале 6-200 ГэВ для процессов $\pi \rightarrow 3\pi$, изученных в ядерной эмульсии. В этой широкой области сечение растет с ростом импульса первичной частицы. Отметим, что сечение аналогичной дифракционной диссоциации на протоне ($\pi p \rightarrow p 3\pi$) остается почти постоянным. В дифракционном процессе $\pi \rightarrow 3\pi$, 5π правила отбора допускают только обмен помероном ($J^P = 0^+, 2^+$) и, таким образом, в полюсном приближении имеем:

$$\sigma \approx s^{2\alpha(0)-2} \approx p_0^{2\alpha(0)-2} \approx const.$$

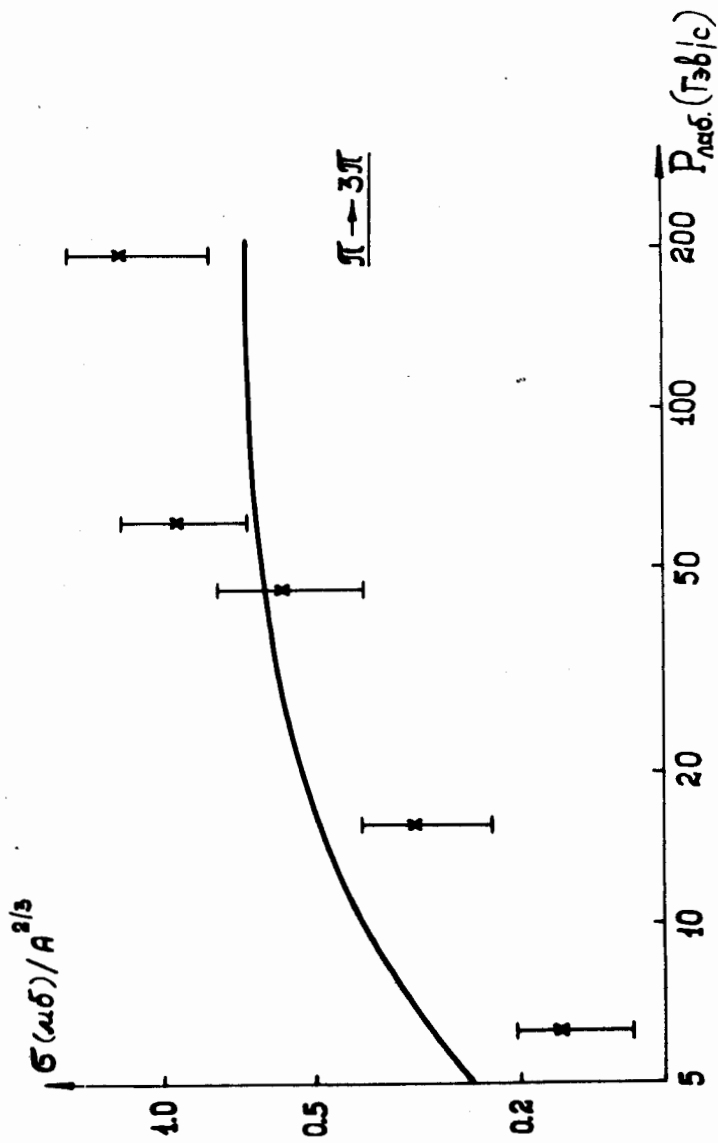


Рис. 1.

В связи с этим возникает вопрос о причинах роста сечений когерентных процессов. В настоящей работе показано, что рост сечения когерентного рождения частиц на ядрах может быть объяснен кинематическими факторами.

Взаимодействие является когерентным, если выполняется условие $qR \lesssim 1$, где q - импульс, переданный ядру, R - радиус ядра. Из условия когерентности следует, что

$$q_{\min} \approx \frac{M^2}{2p_0},$$

где M - эффективная масса образованной системы частиц. Важно здесь отметить, что с ростом p_0 q_{\min} уменьшается. С другой стороны, вероятность того, что ядро остается "целым", пропорциональна квадрату формфактора ядра ($\approx \exp[-R^2 q^2/3]$). Таким образом, уменьшение q_{\min} приводит к увеличению сечения.

В дальнейшем мы вычислим ожидаемое действие кинематического эффекта на полное сечение когерентного рождения.

2. Импульсное приближение. Формфактор

Если энергия падающей частицы велика по сравнению с кинематической и потенциальной энергиями нуклонов ядра, то взаимодействие первичной частицы с ядром может быть описано как сумма взаимодействий со свободными нуклонами ядра /14/. Если пренебречь поглощением падающей и выходящей волны внутри ядра, то матрица перехода ($i \rightarrow f$) имеет вид:

$$M_{fi} \approx \int \phi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \left(\sum_1^A e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} T_i(q) \right) \phi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A,$$

где ϕ_i, ϕ_f - волновые функции ядра, $\bar{q} = \bar{q}_i - \bar{q}_f$ - переданный импульс и $T(\bar{q}) = a + b\bar{\sigma} + c\tau_3 + (d\bar{\sigma})\tau_3$ - матрица рассеяния на свободном нуклоне. С точностью до членов $\approx 1/A$ только первый член ($a = a(\bar{q})$), описывающий амплитуду без переворота спина, дает вклад. Если в процессе рассеяния ядро остается в основном состоянии ($i \equiv f$), то полная матрица перехода может быть записана в виде:

$$M_{\text{coh}}(\bar{q}) = A a(\bar{q}) \langle \phi_i | e^{i\bar{q}\bar{r}} | \phi_i \rangle,$$

где

$$\langle \phi_i | e^{i\bar{q}\bar{r}} | \phi_i \rangle = \int \rho(\bar{r}) e^{i\bar{q}\bar{r}} d\bar{r} \equiv F(\bar{q})$$

и $F(\bar{q})$ - формфактор ядра. Распределение нуклонов в ядре может быть приближенно описано распределением Гаусса, (при малых q),

$$F(\bar{q}) \approx \exp \left[- \frac{\langle R^2 \rangle q^2}{6} \right].$$

Дифференциальное сечение будет иметь вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{coh}} \approx \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{free}} A^2 |F(t)|^2 = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{free}} A^2 e^{-\lambda t},$$

где $\lambda = \langle R^2 \rangle / 3$, $t \approx -q^2$ и $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{free}}$ - сечение на свободном нуклоне. Отсюда видно, что зависимость полного сечения от атомного номера ядра будет иметь вид $\sigma_{\text{coh}} \propto A^{4/3}$. Если учесть поглощение падающих и выходящих волн в ядре, то в этом случае можно записать матричный элемент /15/:

$$M_{\text{coh}} \approx a \int d\bar{r} \rho(\bar{r}) e^{i\bar{q}\bar{r}} e^{i\delta_i(\bar{r})} e^{i\delta_f(\bar{r})} = a N(\bar{q}, A, \sigma_i, \sigma_f),$$

где

$$\delta_i(\bar{r}) = \int_{-\infty}^z dz' f_i \lambda_i \rho(x, y, z')$$

$$\delta_f(\bar{r}) = \int_z^{+\infty} dz' f_f \lambda \rho(x, y, z'),$$

$$i\lambda f = -\frac{1}{2} \sigma (1 - i\sigma\alpha), \quad \alpha = \text{Re } f / \text{Im } f.$$

Здесь f_i и f_f – усредненные по изоспинам амплитуды падающей и выходящей частиц при рассеянии вперед на отдельном нуклоне, λ – дебройлевская длина волны. С другой стороны, поглощение в ядре не меняет общую картину когерентного взаимодействия. Величина обобщенного "формфактора" $N(\bar{q}, A, \sigma_i, \sigma_f)$ изменяется, но зависимость формфактора от передаваемого импульса существенно не меняется. Дифференциальное сечение будет иметь вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{coh}} \approx \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{free}} N^2(\bar{q}, A, \sigma_i, \sigma_f),$$

где $N(\bar{q}, A, \sigma_i, \sigma_f)$ можно рассматривать как обобщенный формфактор, характеризующий эффективное число нуклонов, участвующих в когерентном взаимодействии. При учете поглощения зависимость полного сечения когерентного рождения от атомного номера ядра будет слабее, чем $A^{4/3}$. Зависимость $\sigma_{\text{coh}} \propto A^{2/3}$ можно рассматривать при этом как достаточно хорошее приближение.

3. Вычисление полного сечения когерентных процессов

Из сказанного выше следует, что амплитуда когерентного рождения очень чувствительна к импульсу, передаваемому ядру. Величина этой "чувствительности" характеризуется формфактором ядра $F(\bar{q})$. Предположим, что сечение взаимодействия системы мезонов, образованной в когерентном процессе с нуклонами ядра, сильно не меняется. Тогда рост полного сечения когерентного рождения можно объяснить, с одной стороны, ростом фазового объема с увеличением p_0 , и, с другой стороны, уменьшением значения q_{min} .

Пусть поэтому

$$M_{\text{оoh}} \approx \text{const} \cdot F(t).$$

В таком случае полное сечение будет иметь вид:

$$\sigma_{\text{оoh}} = \frac{\text{const}}{m_n p_0} \int F^2(t) \prod_1^n \frac{d^3 \bar{p}_i}{E_i} \delta(\sum_1^n \bar{p}_i - \bar{p}_0) \delta(\sum_1^n E_i - E_0')$$

(обозначение см. на рис. 2). Влияние функции $F(t)$ особенно становится наглядным на диаграмме Чу-Лоу, если от переменных p перейти к ϕ_n, t , $M_{n-1}^2 = (\sum_1^{n-1} E_i)^2 - (\sum_1^{n-1} \bar{p}_i)^2$; имея в виду

$$\frac{d^3 p_n}{E_n} = \frac{dt dM_{n-1}^2 d\phi}{4m_n p_0},$$

получим сечение:

$$\sigma_{\text{оoh}} = \frac{\text{const}}{(m_n p_0)^2} \iint F^2(t) R_{n-1}(M_{n-1}; m_1, \dots, m_{n-1}) dt dM_{n-1}^2,$$

где R_{n-1} - фазовый объем системы мезонов. Следует отметить, что для вычисления $\sigma_{\text{оoh}}$ нет необходимости в использовании метода Монте-Карло, так как таблицы фазовых объемов, предложенные в работе /16/, дают значение $R_{n-1} = R_{n-1}(M_{n-1})$ с хорошей точностью. Интегрирование на диаграмме Чу-Лоу в таком случае сводится к вычислению простых интегралов.

Была вычислена зависимость полного сечения от первичного импульса для когерентного образования систем из 3π на ядрах с различными атомными весами A в области импульса $4 \div 200$ Гэв/с. Величины наклонов (λ) в $F(t)$ функциях брались из дифференциальных сечений, полученных в эксперименте. Если таких данных не имелось, то значения λ вычислялись по формуле $\lambda = \langle R^2 \rangle / 3$, где $\langle R^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle \div A^{2/3}$.

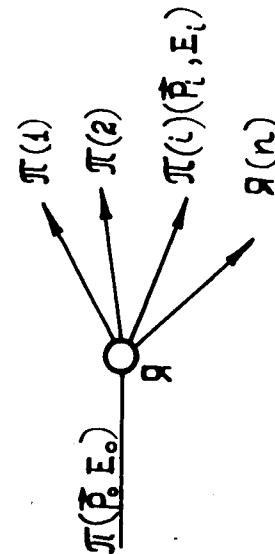
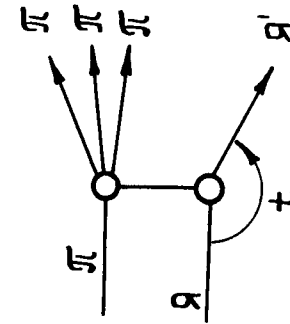


Рис. 2.

Функция $\sigma_{coh}(p_0)$ фитировалась по всем экспериментальным данным ($p_0 = 4 + 12$ Гэв/с) реакции $\pi d \rightarrow d 3\pi$ и показана на рис. 3. Вычисленная функция $\sigma_{coh} = \sigma_{coh}(p_0)$, как видно, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. То же самое заключение справедливо и для процесса $K d \rightarrow d K \pi \pi$ /18-21/ (рис. 4). В процессе $K \rightarrow K \pi \pi$ также возможен обмен померона. На рис. 1 приводится зависимость $\sigma_{coh}/A^{2/3}$ от p_0 для $A = 60$. Кривые были фитированы по всем экспериментальным точкам.

Дифференциальное сечение когерентных процессов по M_{n-1}^2 , вычисленное по предлагаемой модели, несколько отличается от экспериментального. Однако мы считаем, что это различие несущественно для выводов о поведении полного сечения когерентных процессов.

Таким образом, существующие экспериментальные данные по зависимости сечений когерентных процессов с энергией могут быть в значительной степени объяснены кинематическими факторами. В другой модели аналогичные выводы получены в работе /17/.

Л и т е р а т у р а

1. B. Einsenstein and H. Gordon. Phys.Rev., 1D, 841 (1970).
2. A. Forino et al. Phys.Lett., 19, 68 (1965).
3. R. Vanderhaghen et al. Nucl.Phys., B13, 329 (1969).
4. G. Vegni et al. Phys.Lett., 19, 526 (1965).
5. A.M. Cnops et al. Phys.Lett., 29B, 45 (1969).
6. G. de Rosney et al. Conf. Interactions of Elementary Particles with Nuclei (1970, Trieste).
7. J.E. Allard et al. Phys.Lett., 19, 431 (1965); Nuovo Cim., 46, 737 (1966).
8. G. Bellini et al. Nuovo Cim., 40A, 949 (1965).

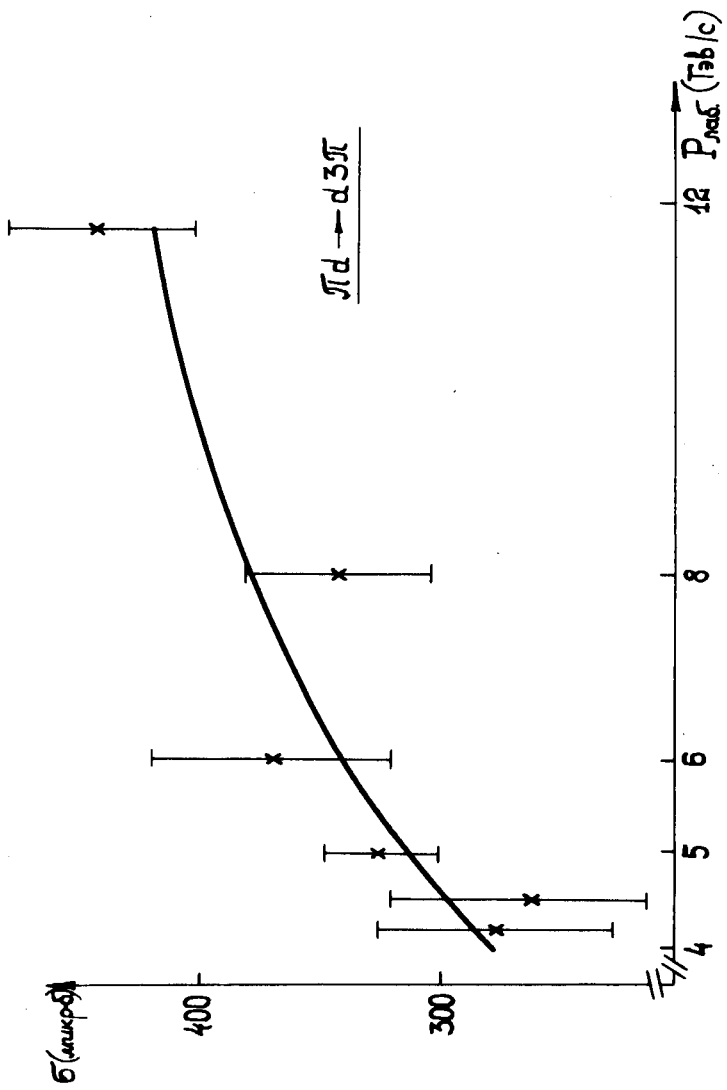


Рис. 3.

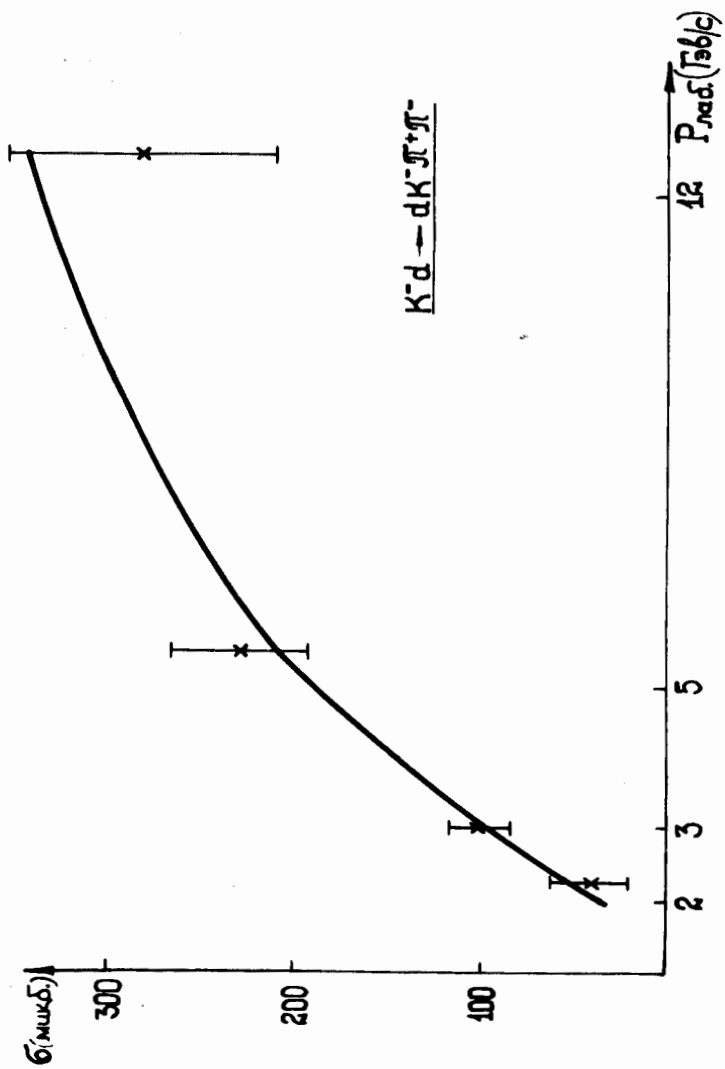


Рис. 4.

9. B. Dauterive et al. Phys.Lett., 27B, 332 (1968).
10. F.R. Huson et al. Phys.Lett., 28B, 208 (1968).
11. A. Caforio et al. Nuovo Cim., 32, 1471 (1964).
12. B.V. Anzen et al. Phys.Lett., 31B, 241 (1970).
13. Z. Czachowska et al. Nuovo Cim., 49A, 303 (1967).
14. R.J. Glauber, On High Energy Physics and Nuclear Structure
(North Holland, 1967).
15. A.S. Goldhaber et al. Phys.Rev.Lett., 22, 802 (1969).
16. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-777, Дубна, 1961.
17. H. Lesniak, L. Lesniak. Phys.Lett., 34B, 135 (1971).
18. Rhode et al. Phys.Rev., 178, 2089 (1969).
19. Hoogland et al. Nucl.Phys., B11, 309 (1969).
20. Werner et al. Phys.Rev., 188, 2023 (1969).
21. Denegri et al. Phys.Rev.Lett., 20, 1194 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 мая 1971 года.