

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



9/01-75
P1 - 8702

A-61

2080/2-75

Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов,
А.Г.Володько, А.Ш.Гавашели, В.П.Джелепов,
В.С.Кладницкий, Ю.Ф.Ломакин, Р.Г.Салуквадзе,
В.Б.Флягин, Д.И.Хубуа, Л.Шандор

СЕЧЕНИЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ
ПО ДАННЫМ О π^- С - СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ 5 ГЭВ

1975

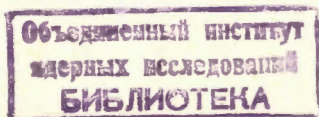
P1 - 8702

Н.С.Амаглобели,* Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов,
А.Г.Володько, А.Ш.Гавашели,* В.П.Джелепов,
В.С.Кладницкий, Ю.Ф.Ломакин, Р.Г.Салуквадзе,*
В.Б.Флягин, Д.И.Хубуа,* Л.Шандор

СЕЧЕНИЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ
ПО ДАННЫМ О π^- С СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ 5 ГЭВ

Направлено в ЯФ



* Тбилисский государственный университет, Тбилиси.

Амаглобели Н.С. и др.

P1 - 8702

Сечения взаимодействия нестабильных частиц по данным о π^- -С-столкновениях при 5 ГэВ

Представлены оценки сечений взаимодействия $A_1(1100)$, $\rho(780)$ и $\Delta_{33}^-(1236)$ с внутриядерными нуклонами, извлеченные из данных по рождению (3π) -системы на ядрах углерода при 5 ГэВ:

$$\sigma_{\rho^0 N} = (24 \pm \frac{13}{10}) \text{ мбарн,}$$

$$\sigma_{A_1^- N} = (48 \pm \frac{17}{10}) \text{ мбарн,}$$

$$\sigma_{\Delta^- N} = (75 \pm \frac{30}{18}) \text{ мбарн.}$$

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Amaglobeli N.S. et al.

P1 - 8702

Interaction Cross Sections for Unstable Particles from the Data on π^- -C-Collisions at 5 GeV

The estimates have been given for cross section of interactions of $A_1(1100)$, $\rho(780)$ and $\Delta_{33}^-(1236)$ with intranuclear nucleons. The estimates have been obtained from the data on (3π) -system production on C nuclei at 5 GeV

$$\sigma_{\rho^0 N} = (24 \pm \frac{13}{10}) \text{ mb,}$$

$$\sigma_{A_1^- N} = (48 \pm \frac{17}{10}) \text{ mb,}$$

$$\sigma_{\Delta^- N} = (75 \pm \frac{30}{18}) \text{ mb.}$$

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

За последние несколько лет в результате многочисленных и плодотворных исследований получена уникальная информация о сечениях взаимодействия нестабильных частиц - резонансов с внутриядерными нуклонами. В большинстве случаев эта информация извлечена из данных о процессах когерентного рождения систем адронов / A_1 , Q и др / и о процессах фоторождения ρ^- , ω -мезонов /1,2/.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что сечения взаимодействия резонансов с внутриядерными нуклонами близки к сечениям взаимодействия стабильных частиц с нуклонами, т.е. $\sigma_{A_1 N} \approx \sigma_{\rho N} \approx \sigma_{\pi N}$ /3,4/.

В то же время имеется лишь ограниченное число данных по исследованию рождения резонансов в некогерентных процессах, представляющих значительный интерес, например, для выделения взаимодействий резонансов с разной спиральностью /5/.

В настоящей работе получены данные о сечениях взаимодействия $A_1(1150)$, ρ^0 и Δ_{33} с внутриядерными нуклонами ядра углерода на основе анализа ~5500 трехлучевых событий, найденных при просмотре 124 тысяч фотоснимков экспозиции метровой пропановой камеры на пучке отрицательных пионов с импульсом 5 ГэВ/с /6/.

1. Сечение взаимодействия A_1 с нуклонами

Для определения сечения взаимодействия системы трех пионов / A_1 -мезона /, когерентно рожденной на ядре углерода пионами, было использовано общее выражение для дифференциального сечения когерентного рождения частицы 2 частицей 1 на ядрах, полученное в работе /15/:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq_{\perp}^2}\right)_{\text{КОГ}} = \left(\frac{d\sigma}{dq_{\perp}^2}\right)_{\text{НУКЛ}}^{\text{0}^\circ} \cdot \eta, \quad /1/$$

где

$$\eta = e^{-\frac{q_{\parallel}^2 R^2}{2}} \cdot e^{-\frac{R^2 (q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2)}{2A}} \prod_{\ell=1}^A \sum_{n=1}^{\ell} C_{e}^A \left[\frac{-\sigma_1 (1 - ia_1)}{2\pi (R^2 + 2\lambda_1)} \right]^{\ell-n} \times$$

$$\times \left[\frac{-\sigma_2 (1 - ia_2)}{2\pi (R^2 + 2\lambda_2)} \right]^{n-1} \frac{\exp(-q_{\perp}^2/4E)}{E (R^2 + 2\lambda_p)}, \quad /2/$$

при следующих основных предположениях:

а/ для амплитуд процессов упругого рассеяния и рождения частиц на отдельных нуклонах справедливы экспериментально подтвержденные зависимости от переданного импульса

$$f_i \sim \frac{i + a_i}{4\pi} \sigma_i \exp(-\lambda_i q_{\perp}^2/2);$$

б/ положения нуклонов в ядре не коррелированы;

в/ распределение плотности ядерной материи соответствует

$$\rho(r) = \frac{1}{(R\sqrt{\pi})^3} \exp(-r^2/R^2).$$

В приведенных выше выражениях $(d\sigma/dq_{\perp}^2)_{\text{НУКЛ}}^{\text{0}^\circ}$ - дифференциальное сечение рождения частицы 2 на свободном нуклоне под углом 0° ; q_{\parallel} и q_{\perp} - компоненты переданного рожденной частице импульса в направлении пучка и перпендикулярно к пучку соответственно; $R = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$, $\langle r^2 \rangle$ - среднеквадратичный радиус ядра; A - атомный номер ядра; σ_i ($i = 1, 2$) - сечения взаимодействия i -той частицы с нуклонами; a_i ($i = 1, 2$) - отношение реальной части амплитуды рассеяния i -той частицы на нуклоне к ее мнимой части; λ_i ($i = 1, 2, P$) - наклон дифференциального сечения для соответствующих процессов.

4

В формуле /1/ учитываются процессы рассеяния частицы 1 на $/j - 1/$ нуклонах ядра, рождение частицы 2 на j -том нуклоне ядра и рассеяние частицы 2 на остальных нуклонах $/j = 1, \dots, 12/$. При этом полагается, что в амплитуды взаимодействия частиц входят только не зависящие от спина и изоспина части /15/.

Для дальнейшего анализа вместо /1/ использовалось выражение

$$\sigma_{\text{КОГ}} / (d\sigma/dq_{\perp}^2)_{\text{НУКЛ}}^{\text{0}^\circ} = \kappa(\sigma_2). \quad /3/$$

Здесь $q_{\perp \text{max}}^2$

$$\sigma_{\text{КОГ}} = \int_0^{q_{\perp \text{max}}^2} (d\sigma/dq_{\perp}^2)_{\text{КОГ}} dq_{\perp}^2,$$

$$\kappa(\sigma_2) = \int_{M_1}^{M_2} g(M) dM \int_0^{q_{\perp \text{max}}^2} \eta(q_{\perp}^2, q_{\parallel}, \sigma_2, \dots) dq_{\perp}^2, \quad /4/$$

где σ_2 - искомое сечение; $g(M)$ - функция распределения массы частицы 2, рожденной на свободном нуклоне, причем $g(M)$ нормировано так, что

$$\sigma_{1 \rightarrow 2}^N = \int_{M_1}^{M_2} \frac{d\sigma_{1 \rightarrow 2}^N}{dM} g(M) dM.$$

Зависимость η от массы частицы /2/ проявляется через $q_{\parallel} \approx \frac{M^2(2) - M^2(1)}{2P_{\text{лаб}}}$, где $M(2)$, $M(1)$ - массы рожденной

и налетающей частицы, а $P_{\text{лаб}}$ - импульс налетающей частицы в лабораторной системе координат.

В таблице приведены значения κ для различных значений σ_2 от 10 до 60 мбарн. При расчетах этой таблицы использованы следующие значения величин, входящих в выражение /2/:

$$a_1 = a_2 = 0; \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_p = 9/\text{ГэВ}/c^{-2}; \quad A = 12;$$

$$\sigma_1 = 25,4 \text{ мбарн}; \quad R = 1,96 \text{ ферми}; \quad q_{\perp \text{max}}^2 = 0,1/\text{ГэВ}/c^2.$$

Вид функции $g(M)$ был взят из работы /3/.

5

Экспериментальное значение $\kappa(\sigma_2)$ оказалось равным $/4,9 \pm 1,2/$ /ферми/ $^{-2}$, при этом были использованы следующие экспериментальные данные: $\sigma_{\text{юг}}^{\text{N}} = /264 \pm 37/$ мкбарн $^{16/}$, $\sigma_{\text{A1}}^{\text{N}} = 150$ мкбарн $^{16/}$ и $(d\sigma/dq^2)_{\text{нукл}}^0 = \lambda_{\text{p}} \sigma_{\text{A1}}^{\text{N}}$ с $\lambda_{\text{p}} = /9 \pm 1/$ /ГэВ/с $^{-2}$.

Используя указанную зависимость $\kappa(\sigma_2)$, находим, что сечение взаимодействия системы трех пионов, когерентно рожденной на ядре углерода, с нуклоном в нашем эксперименте равно:

$$\sigma_{\text{A1N}} = (48_{-10}^{+17}) \text{ мбарн.}$$

Полученное значение сечения σ_{A1N} почти в два раза превышает аналогичную величину, найденную в работе $^{3/}$.

Это возрастание сечения при переходе к более низким энергиям связано, по-видимому, как с увеличением относительного вклада O^- -волны /в A_1 -пике/, квадрат амплитуды которой примерно вдвое больше квадрата амплитуды I^+ -волны /в A_1 -пике/ $^{7/}$, так и с распадом заметной доли A_1 -мезонов внутри ядра до взаимодействия $^{5/}$.

Таблица

σ_2 /мбарн/	10	20	30	40	50	60
$\kappa(\sigma_2)$ /ферми/ $^{-2}$	11,7	9,1	7,3	5,8	4,8	4,0

2. Оценка сечений взаимодействия ρ^0 -мезона и Δ -изобары с нуклонами

Для решения поставленной задачи была использована ранее отобранная группа событий, удовлетворяющая гипотезе о реакции $\pi^- \text{п} \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \text{п}$ $^{6/}$. При дальнейшем анализе было найдено, что в этой реакции $\sigma_{\pi^- \text{п} \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \text{п}} = /3,14 \pm 0,27/$ мбарн для событий без видимого развала

ядра/ наблюдается рождение Δ^- -изобары с сечением $\sigma_{\Delta} = /0,91 \pm 0,10/$ мбарн и ρ^0 -мезона с сечением $\sigma_{\rho} = /1,50 \pm 0,19/$ мбарн.

Чтобы учесть долю событий того же типа, но сопровождающихся видимым развалом ядра, был сделан дополнительный просмотр 5000 кадров. Оказалось, что такие события составляют $/40 \pm 6/ \%$ от числа событий без видимого развала ядра.

Предполагая далее, что относительные выходы ρ -мезона и Δ -изобары в событиях обоих типов одинаковы, найдем, что полные сечения образования ρ и Δ в четырехчастичных конечных состояниях при взаимодействии π^- -мезонов с нейтроном ядра углерода равны

$$\sigma_{\rho} = /2,10 \pm 0,35/ \text{ мбарн и } \sigma_{\Delta} = /1,27 \pm 0,19/ \text{ мбарн}$$

соответственно.

В последующих расчетах используется предположение о малой роли взаимодействия частиц в конечном состоянии, т.е. предполагается, что рожденный резонанс не "чувствует" сопровождающих его частиц. Это предположение подтверждается импульсными и угловыми распределениями резонансов. Так, для ρ -мезона наблюдается характерный резкий пик "вперед" в угловом распределении и пик в импульсном распределении ~ при 4,5 ГэВ/с. Учитывая сказанное, вычислим теперь сечения взаимодействия резонансов / ρ и Δ / с нуклонами. В формализме Колбига и Марголиса $^{9/}$ модели Глаубера $^{10/}$ дифференциальное сечение рождения частиц на ядрах имеет вид

$$\frac{d\sigma^c}{dt} = \frac{Z}{A} \frac{d\sigma^{\text{N}}}{dt} \cdot N_1(A, \sigma_a, \sigma_b) + \dots \quad /5/$$

Здесь $\frac{d\sigma^{\text{N}}}{dt}$ - дифференциальное сечение рождения частицы (ρ, Δ^-) на свободном нуклоне, A - атомный номер ядра, $\sigma_a(\sigma_b)$ - сечение взаимодействия налетающей /рожденной/ частицы с нуклонами.

Эффективное число нуклонов

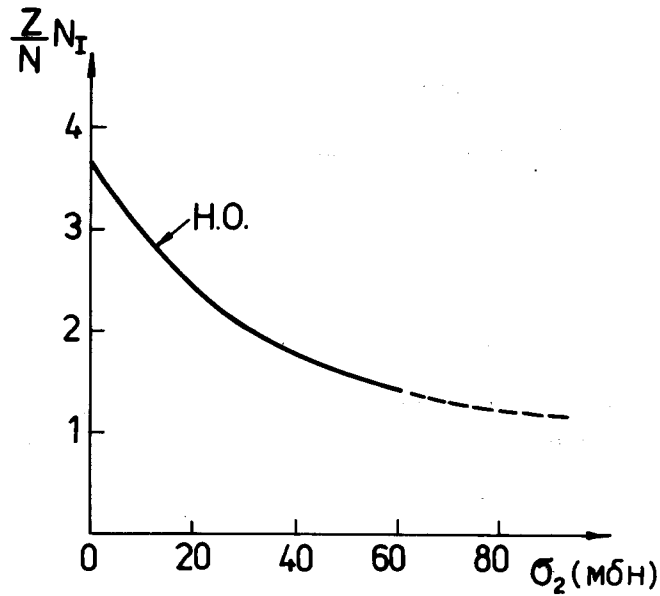


Рис. 1. Зависимость эффективного числа нуклонов $\frac{Z}{A} N_I$ от σ_β /мбарн/ для ядра углерода.

$$N_I(A, \sigma_a, \sigma_\beta) = \frac{1}{\sigma_\beta - \sigma_a} \int d b \{ e^{-\sigma_a T(\vec{b})} - e^{-\sigma_\beta T(\vec{b})} \},$$

где $T(\vec{b}) = A \int \rho(\vec{b}, z) dz$ - так называемая функция толщины, b - прицельный параметр. Ядерная плотность берется в виде /12/.

$$\rho(\vec{r}) = \frac{2}{(\pi R^2)^{3/2}} \frac{1}{2 + 3a} \left(1 + a \frac{r^2}{R^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right)$$

$$a = \frac{A-4}{6} \quad \text{и} \quad R = 1,65 \text{ ферми.}$$

Разложение в ряд в формуле /5/ выполнено по малому параметру

$$\epsilon = \sigma_{\text{упр}} / \sigma_{\text{полн}}.$$

Последующие разложения, связанные с учетом многократных столкновений, дают поправки в $N_I < 20\%$ для процессов $(\pi \rightarrow \rho)$ на ядрах /11/ при $|t| > 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$. Кроме того, показано, что для $t \geq 0,05 / \text{ГэВ}/c^2$ можно не учитывать зависимость волновой функции ядра от спиновых и изоспиновых переменных.

На рис. 1 приведена расчетная кривая N_I как функция искомой величины σ_β .

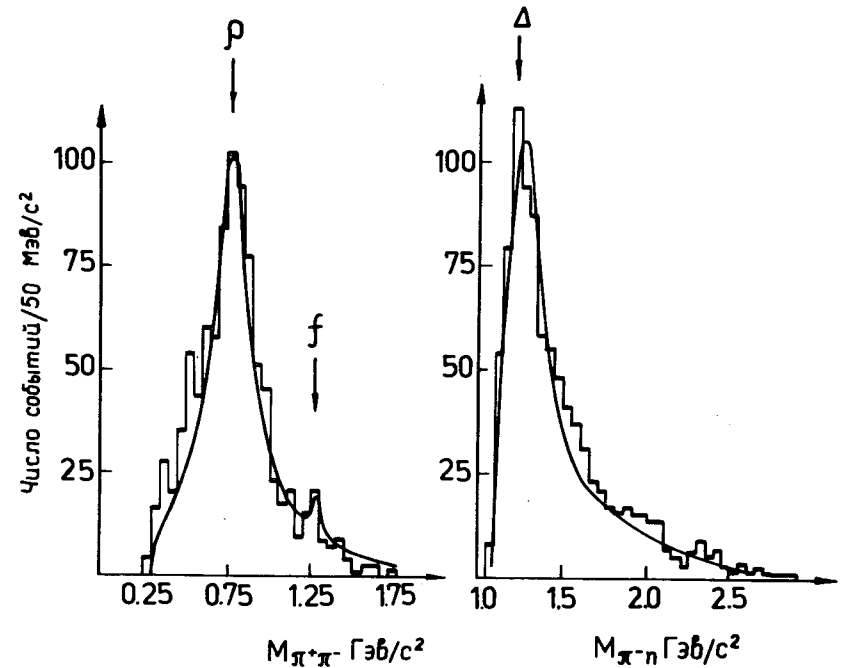


Рис. 2. Распределения по эффективным массам комбинаций $(\pi^+\pi^-)$ и $(\pi^-\pi^+)$ из реакции $\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$ /при обрезании по квадрату переданного четырехимпульса $t < 0,5 / \text{ГэВ}/c^2$ /. Сплошные кривые - результат описания данных функцией вида $\sum a_i (V-W) + \beta / \text{фон}$: $a / a_\rho = 74,7 \pm 3,2\%$, $\Gamma_\rho = 268 \pm 18 / \text{МэВ}/c^2$, $M_\rho = 0,766 \pm 8 / \text{МэВ}/c^2$; $a_t = 0,5 \pm 0,3\%$, $\Gamma_t = 20 \pm 70 / \text{МэВ}/c^2$, $M_t = 1260 \pm 16 / \text{МэВ}/c^2$; $\beta = 18,3 \pm 3,9\%$ /фазовое пространство $\pi^+\pi^-$ /; $b / a_{\Delta^-} = 45,5 \pm 5,3\%$, $\Gamma_{\Delta^-} = 204 \pm 33 / \text{МэВ}/c^2$, $M_{\Delta^-} = 1257 \pm 9 / \text{МэВ}/c^2$; $\beta = 49,9 \pm 5,4\%$ /фазовое пространство $\pi^-\pi^+$ /.

Экспериментальные значения N_I определяются как отношения сечения рождения резонансов на ядре углерода, ограниченного переданным 4-импульсом $t < 0,5 \text{ ГэВ}/c^2$, к сечению рождения тех же резонансов на нуклонах. При этом для того, чтобы учесть отсечку по $t/t < 0,5 \text{ ГэВ}/c$, значения сечений образования резонансов на свободных нуклонах умножаются на поправочный коэффициент, равный $0,70^{1/2}$.

Для расчетов N_I были использованы значения сечений, полученные в настоящей работе на основании распределений, изображенных на рис. 2:

$$\sigma_{\rho}^c(t < 0,5) = /1,68 \pm 0,22/ \text{ мбарн и}$$

$$\sigma_{\Lambda}^c(t < 0,5) = /1,16 \pm 0,17/ \text{ мбарн.}$$

В качестве сечений на свободных нуклонах взяты их средние значения из работ /13,14/:

$$\sigma_{\rho}^N = /1,05 \pm 0,15/ \text{ мбарн и}$$

$$\sigma_{\Lambda}^N = /1,30 \pm 0,18/ \text{ мбарн.}$$

Используя эти данные, получаем

$$N_I^{\rho} = 2,28 \pm 0,44 \text{ и } N_I^{\Lambda} = 1,27 \pm 0,25$$

и на основании кривой рис. 1 окончательно имеем:

$$\sigma_{\rho}^{0N} = \binom{+13}{-10} \text{ мбарн и } \sigma_{\Lambda^- N} = \binom{+30}{-18} \text{ мбарн.}$$

Значительная доля ошибки связана с неточным значением сечения рождения резонансов на свободных нуклонах.

Полученное значение сечения σ_{ρ}^{0N} хорошо согласуется с другими данными /17/ и близко к величине сечения взаимодействия пионов с нуклонами.

Большая величина сечения $\sigma_{\Lambda^- N}$, возможно, связана с распадом Δ^- внутри ядра и последующим взаимодействием продуктов распада с ядерными нуклонами, т.е. с процессами, которые не учитывались в приведенных оценках. Аналогичные поправки, в принципе, должны иметь место и для сечения σ_{ρ}^{0N} , но вследствие больших скоро-

стей ρ -мезонов в данном случае они играют существенно меньшую роль.

В заключение авторы выражают благодарность А.В.Тарасову за полезные обсуждения.

Литература

1. H.H.Bingham. *Review of Coherent multiparticle production reactions from nuclei*. CERN(D.Ph. II(Phys.)), 70-60.
В этом обзоре дана подробная библиография по всем когерентным процессам.
2. В.Л.Коротких. Рождение резонансов на ядрах пионами высоких энергий /конспект лекций/. Изд. МГУ, Москва, 1973.
3. C.Bemporad et al. *Nucl.Phys.*, B33, 397 /1971/.
4. R.L.Anderson et al. *Phys.Rev.*, D4, 3245 /1971/.
5. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-8133, Дубна, 1974.
6. Н.С.Амаглобели и др. Письма в ЖЭТФ, 14, 558 /1971/.
7. C.Bemporad et al. *Proceedings of the 5th ICHEP and NS, Uppsala, Sweden, June 18-22, 1973*.
8. С.Л.Полс et al. *Nucl.Phys.*, 25B, 109 /1971/.
9. K.S.Kolbig and B.Margolis. *Nucl.Phys.*, B6, 85 /1968/.
10. R.J.Glauber. *High Energy Physics and Nuclear Structure, 3th Intern. Conf. on HEP and NS, Plenum Press, 1970*.
/Перевод Р.Глаубер. УФН, 103, 641 /1971//.
11. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов. ОИЯИ, P2-5752, Дубна, 1971.
12. R.Herman and R.Hofstadter. *High Energy Electron Scattering Tables, Stanford, Calif. Univer.Press, 1960*.
13. M.Aderholz et al. *Phys.Rev.*, 138B, 897 /1965/.
14. J.D.Prentice et al. *ИЯЭ-70, Kiev, 1970*.
15. D.Furnier. *Preprint Orsay-91, HAL 1237, 1970*.
16. G.Ascoli et al. *PRL*, 26, 929, 1971.
17. А.В.Арефьев и др. Препринт ИТЭФ-46, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел 17 марта 1975 года.