

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ηN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОТОРОЖДЕНИИ η -МЕЗОНОВ НА СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

Г. Н. Дудкин, В. Н. Епонешников, Ю. Ф. Кречетов,
В. А. Трясучев

Изучен некогерентный процесс $\gamma + A_i \rightarrow \eta + A_f$ на ядрах С, Си, Ag, Рб при максимальной энергии тормозного пучка $E_{\gamma max} = 900$ Мэв и угле вылета η -мезона в с.ц.и. $\theta_{\eta}^* = 90^\circ$. Детектирование η -мезонов осуществлялось путем регистрации двух γ -квантов от распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Используя зависимость выхода η -мезонов из ядер от массового числа A и применяя оптическую модель, определено полное сечение ηN -взаимодействия $\sigma_{\eta N}^{tot} = (66 \pm 20)$ мбн.

Нами был изучен некогерентный процесс

$$\gamma + A_i \rightarrow \eta + A_f,$$

(1)

где A_i и A_f соответственно начальное и конечное ядро. Измерения проводились на ядрах C , Cu , Ag , Pb при максимальной энергии тормозного пучка γ -квантов $E_{\gamma, \max} = 900$ Мэв и угле вылета η -мезона $\theta_{\eta}^* = 90^\circ$ в с.д.и. При таких кинематических условиях, вклад когерентного рождения η -мезонов в измеряемый процесс (1) пренебрежимо мал из-за большой передачи импульса ядру.

Регистрация η -мезонов производилась по их распаду на 2γ -кванта двумя черенковскими спектрометрами полного поглощения [1]. Нуклоны отдачи не детектировались. Для отделения процесса (1) с последующим распадом $\eta \rightarrow 2\gamma$ от фоновых реакций была применена методика измерений "вне кинематики" [2]. Методом Монте-Карло были рассчитаны эффективность регистрации, угловое и энергетическое разрешения аппаратуры. На рис. 1 показан энергетический спектр η -мезонов в сравнении с рассчитанным по методу Монте-Карло.

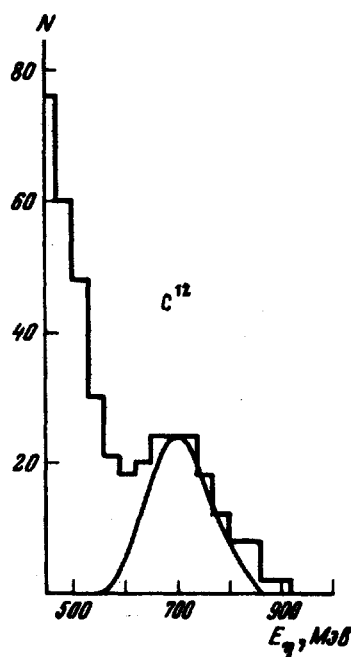


Рис. 1. Гистограмма – экспериментально полученный спектр на ядре C^{12} . Сплошная кривая есть распределение η -мезонов по энергии, рассчитанное методом Монте-Карло с учетом собственного энергетического разрешения спектрометров

В квазисвободном приближении дифференциальное сечение фоторождения η -мезона на ядре с массовым числом A можно записать в виде [3]:

$$d\sigma(A) / d\Omega_{\eta} = A (d\sigma / d\Omega_{\eta}) [1 - G(p)] f_A (\sigma_{\eta N}^{tot}). \quad (2)$$

Здесь $d\sigma / d\Omega_\eta$ – дифференциальное сечение фоторождения на свободном нуклоне усредненное по импульсному распределению нуклонов в ядре.

$G(\rho)$ – неупругий ядерный формфактор, $f_A(\sigma_{\eta N}^{tot})$ – множитель учитывающий взаимодействие η -мезона с нуклонами ядра. Согласно оптической модели для однородной плотности распределения нуклонов в ядре можно записать:

$$f_A(\sigma_{\eta N}^{tot}) = (1/V) \int e^{-\ell(x)} \rho \sigma_{\eta N}^{tot} k d^3x, \quad (3)$$

где $\ell(x)$ – длина классической траектории, V – ядерный объем, $\sigma_{\eta N}^{tot}$ – полное сечение ηN -взаимодействия, ρ – нуклонная плотность, k – коэффициент связанный с учетом принципа Паули.

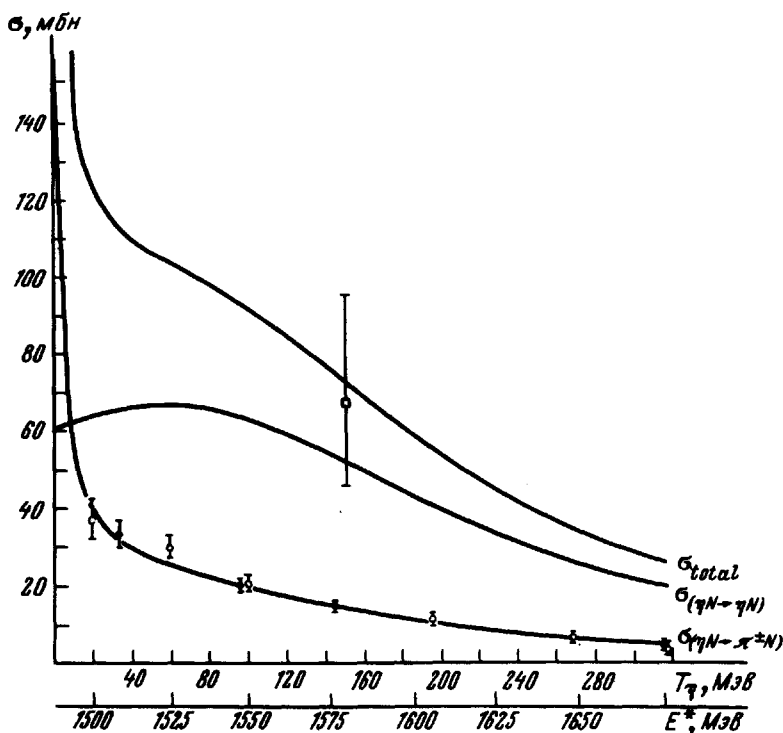


Рис. 2. Зависимость сечений ηN -взаимодействия от кинетической энергии T_η η -мезонов (полной энергии ηN -системы). Сплошные кривые – теоретический расчет. \bullet , \circ – сечения реакций $\eta N \rightarrow \pi N$, полученные методом детального баланса из обратной реакции. \square – полученное нами экспериментальное значение $\sigma_{\eta N}^{tot}$

При обработке экспериментальных данных нами была использована нормировка на углерод. $G(\rho) \approx 0$ для наших кинематических условий. Неизвестный параметр $\sigma_{\eta N}^{tot}$ был получен при подгонке методом наименьших квадратов функции $f_A(\sigma_{\eta N}^{tot}) / f_{C^{12}}(\sigma_{\eta N}^{tot})$ к экспериментальным точкам $N(A) / N(C^{12})$, где $N(A)$ и $N(C^{12})$ – соответственно выходы из произвольного ядра и ядра C^{12} приведенные на эквивалентный квант.

Мы получили $\sigma_{\eta N}^{tot} = (66 \pm 20) \text{ мбн}$, $\chi^2 = 0,04$.

В работе [4], выполненной во Фраскати в кинематических условиях близких к нашим, было получено $\sigma_{\eta N}^{tot} \geq 65 \text{ мбн}$.

Мы считали, что при данной энергии η -мезона основной вклад в сечение ηN -взаимодействия вносят процессы

$$\begin{aligned} \eta N &\rightarrow \eta N, \\ \eta N &\rightarrow \pi N. \end{aligned} \quad (4)$$

Сечения этих процессов были вычислены в предположении доминирующей роли резонанса S_{11} (1535). Кроме изобара S_{11} (1535) в амплитуды этих процессов был включен нуклонный полюс. Ширина Γ резонанса S_{11} (1535) и $g_{\eta NN}$ определялись по методу наименьших квадратов при подгонке вычисленного сечения $\eta N \rightarrow \pi^- p$ к десяти значениям полного сечения $\eta N \rightarrow \pi^- p$, которые были получены согласно принципа детального равновесия по измеренным сечениям $\pi^- p \rightarrow \eta N$ [5, 6]. Полученные таким образом $\Gamma = 209$ Мэв и $g_{\eta NN} = 0,04$ были использованы при вычислении сечения $\eta N \rightarrow \eta N$ и $\sigma_{\eta N}^{\text{tot}}$, где

$$\sigma_{\eta N}^{\text{tot}} = \sigma(\eta N \rightarrow \eta N) + \sigma(\eta N \rightarrow \pi^{\pm} N) + \sigma(\eta N \rightarrow \pi^0 N).$$

Как видно из рис. 2, измеренное сечение может быть объяснено процессами (4) в предположении доминирующей роли резонанса S_{11} (1535).

В заключение, авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность С.М.Берсеневу за помощь в обработке экспериментальных данных, Ю.Н.Адищеву и И.З.Резницкому за помощь в проведении измерений.

Институт ядерной физики
электроники и автоматики
при томском
политехническом институте
им. С.М.Кирова

Поступила в редакцию
16 июля 1973 г.

Литература

- [1] Г.Н.Дудкин, В.Н.Епопешников, Ю.Ф.Кречетов, В.А.Трясучев. ПТЭ, № 2, 64, 1973.
- [2] С.Бacci, R.Baldini-Celio, C.Mencuccini, A.Reale, M.Spinetti, A.Zallo. Phys. Rev. Lett., 20, 571, 1968.
- [3] С.А.Engelbrecht. Phys. Rev., B133, 989, 1964.
- [4] С.Бacci, R.Baldini-Celio, G.Salvini, V.N.Eponeshnikov, C.Mencuccini, A.Reale, M.Spinetti, A.Zallo. Lettere al Nuovo Cim., Serio 1, 1, 391, 1969.
- [5] W.B.Richards, et al. Phys. Rev. Lett., 16, 1221, 1966.
- [6] F.Bulos, et al. Phys. Rev. Lett., 13, 486, 1964.