

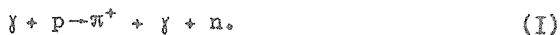
НАБЛЮДЕНИЕ ПИОННОГО КОМПТОН-ЭФФЕКТА

Т. А. Айбергенов, П. С. Баранов, О. Д. Безниско,
А. И. Осадчий, В. Г. Раевский, С. А. Ралко,
А. А. Нафиков, С. Н. Черепня, Л. В. Фильков,
Л. А. Фоменко, Л. Н. Штарков, Ю. П. Янулис

УДК. 539.124.17

На ускорителе ФИАН "Пахра" измерено сечение процесса радиационного фоторождения пионов на водороде $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. При экстраполяции экспериментального сечения по переданному импульсу в пионный полос определено дифференциальное сечение комптон-эффекта на пионе.

На электронном синхротроне ФИАН "Пахра" нами исследовался процесс радиационного фоторождения заряженных пионов на водороде



Изучение этого процесса интересно прежде всего по той причине, что оно позволяет определить сечение упругого рассеяния фотонов на пионе



а из него, в свою очередь, извлечь сведения о поляризуемости пиона /1/.

Сечение упругого $\gamma\pi$ -рассеяния может быть получено путем экстраполяции экспериментальных данных для процесса (1) по квадрату передаваемого 4-импульса t в точку пионного полюса $t = +\mu^2$ (μ - масса пиона). Подобная процедура экстраполяции впервые предложена в /2/ применительно к процессу $\pi\pi$ -взаимодействия.

В области малых энергий фотонов сечение $\gamma\pi$ -рассеяния может быть выражено через вклады от борновского члена и от поляризуемостей пиона. Обычно, по аналогии с γp -рассеянием, сечение комптоновского рассеяния на адронах представляется в виде ряда по энергии фотона (см., например, /3/). В случае $\gamma\pi$ -рассеяния такое выражение имеет очень узкую область применимости /4/.

В работе /4/ для сечения этого процесса были получены следующие выражения:

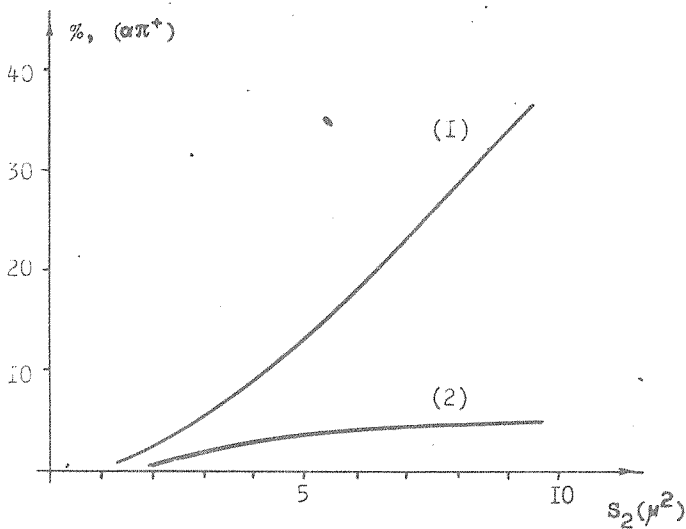
$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} \right)_B + \frac{e^2}{4\pi} \frac{\mu(S_2 - \mu^2)^2 (1 - \cos\theta_{\gamma\pi}^Q)}{4S_2^2} \times \left[\frac{(S_2 - \mu^2) + (S_2 + \mu^2)\cos\theta_{\gamma\pi}^Q}{(S_2 + \mu^2) + (S_2 - \mu^2)\cos\theta_{\gamma\pi}^Q} \alpha_\pi + \beta_\pi \right], \quad (2)$$

$$\sigma_{\gamma\pi} = (\sigma_{\gamma\pi})_B + \frac{e^2}{4\pi} \frac{4\pi\mu}{S_2} \left[\left[\frac{S_2^2 - \mu^4}{4S_2} + \mu^2 - \frac{\mu^2 S_2}{S_2 - \mu^2} \ln \frac{S_2}{\mu^2} \right] \alpha_\pi + \frac{(S_2 - \mu^2)^2}{4S_2} \beta_\pi \right], \quad (3)$$

где значком "B" отмечены соответствующие борновские сечения; S_2 - квадрат полной энергии $\gamma\pi$ -системы в С.Ц.М; α_π и β_π - электрическая и магнитная поляризуемости пиона; $\theta_{\gamma\pi}^Q$ - угол рассеяния γ -квантов в С.Ц.М. $\gamma\pi$ -системы.

Выражения (2) и (3) справедливы при $S_2 < 10\mu^2$ и $t_1 < m_\pi^2$, где t_1 - квадрат передаваемого импульса $\gamma\pi$ -рассеяния, m_π - масса ρ - или δ -мезона.

Результаты вычислений относительного вклада поляризуемости π^+ -мезона в сечение $\gamma\pi$ -рассеяния приведены на рис. 1. При численных оценках мы полагали $\alpha_\pi = -\beta_\pi = 7 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3 / 5$. Из рисунка видно, что относительный вклад поляризуемостей пиона в полное сечение $\sigma_{\gamma\pi^+ - \gamma\pi^+}$ составляет $\approx 5\%$ для $S_2 \approx 10\mu^2$. Наибольший относительный вклад в дифференциальное сечение $d\sigma_{\gamma\pi}/d\Omega$ за счет поляризуемостей пиона ожидается для рассеяния назад. При $S_2 \approx 10\mu^2$ он составляет $\approx 35\%$.



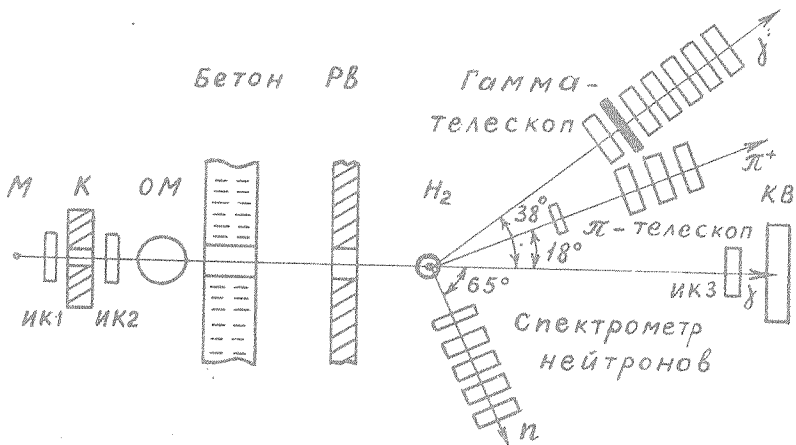
Р и с. 1. Относительный вклад поляризуемости пиона в сечение в зависимости от s_2 : 1) — дифференциальное сечение, 2) — полное сечение

Основная трудность наблюдения процесса (1), кроме малой величины сечения, связана с наличием фона от процесса парного фоторождения пионов



Чтобы избежать регистрации этого фонового процесса, нами была выбрана геометрия эксперимента, позволяющая осуществить кинематическое отделение путем регистрации нуклона отдачи между предельными углами вылета для процессов (1) и (4) при выбранной максимальной энергии пучка фотонов тормозного излучения от ускорителя.

Геометрия эксперимента представлена на рис. 2. От ускорителя ФИАН "Пахра" пучок фотонов с максимальной энергией 700 МэВ пропусклся через коллиматоры на жидководородную мишень — вертикально подвешенный сосуд диаметром 5 см. Поток энергии тор-



Р и с. 2. Геометрия опыта: К - коллиматор, ОМ - очистительный магнит, ЗС - защитная свинцовая стенка, М(H_2) - жидководородная мишень, КВ - квантометр, ИК1, 2, 3 - тонкостенные ионизационные камеры

мозного излучения измерялся с помощью квантометра. Относительные измерения проводились с помощью ионизационных камер. В эксперименте регистрировались все три частицы, возникающие в процессе (I). Заряженные пионы регистрировались широкоапертурным сцинтилляционным телескопом, с помощью которого задавался пробеговый интервал регистрации и измерялось время пролета частицы между счетчиками. Гамма-кванты регистрировались телескопом из шести сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений - антисовпадений. Нейтроны регистрировались четырьмя расположенными друг за другом времяпролетными нейтронными спектрометрами. Для каждой из трех частиц - пиона, фотона и нейтрона - измерялись координаты точки взаимодействия частиц с веществом сцинтиллятора /6/. Вся физическая установка работала в линию с ЭВМ Д-116. Информация о временах пролета и координатах, а также счетчиковая информация и комментарии по каждой серии экспериментов записывались на магнитную ленту. Последующая обработка магнитных лент проводилась на ЭВМ ЕС-1040.

Эффективность регистрации рассеянных фотонов, а также суммарная эффективность регистрации нейтронов четырьмя спектрометрами принималась равной 30%.

Фазовый объем регистрации (эффективность установки) рассчитывался по программе математического моделирования методом Монте-Карло на ЭВМ ЕС-1040.

При работе на ускорителе было проведено 5 независимых серий измерений, каждая приблизительно по 70 часов пучкового времени ускорителя. В настоящее время обработана только одна серия измерений, включающая 147 идентифицированных событий процесса (I). В этой серии через мишень был пропущен поток энергии фотонов, равный $1,3 \cdot 10^{17}$ МэВ.

В результате проведенной на ЭВМ обработки была получена зависимость дифференциального сечения процесса (I) $d\sigma_{\pi NN}/ds_2 dt d\Omega_{\pi\pi}^0$ от квадрата передаваемого 4-импульса t в интервале от $-1\mu^2$ до $-5\mu^2$ при указанных ниже значениях кинематических параметров. Энергия падающего фотона $\nu = 510 \pm 150$ МэВ, квадрат полной энергии $\pi\pi$ -системы $s_2 = (1,5 \pm 0,5)\mu^2$, угол рассеяния фотона в С.Ц.М. $\pi\pi$ -системы $\Theta_{\pi\pi}^0 = 150^\circ \pm 30^\circ$. Результаты эксперимента приведены на рис. 3 в виде функции $F(t)$, удобной для последующей обработки:

$$F(t) = \frac{d\sigma_{\pi NN}}{ds_2 dt d\Omega_{\pi\pi}^0} (t - \mu^2)^2. \quad (5)$$

Дифференциальное сечение упругого $\pi\pi$ -рассеяния вычислялось путем экстраполяции функции $F(t)$ в пионный полюс $/8/$:

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d\Omega} = K(s, s_2) \lim_{t \rightarrow \mu^2} (t - \mu^2)^2 F(t), \quad (6)$$

где $K(s, s_2) = \frac{4\pi}{s^2} \frac{2\pi(s - m^2)^2}{\mu^2(s_2 - \mu^2)}$, $\frac{K^2}{4\pi} = 14,6$, m - масса нуклона, $s = m^2 + 2m\nu$.

Представленные на рис. 3 экспериментальные данные для $F(t)$ аппроксимировались функцией в виде ряда:

$$F(t) = A_0 + A_1(t - \mu^2) + A_2(t - \mu^2)^2. \quad (7)$$

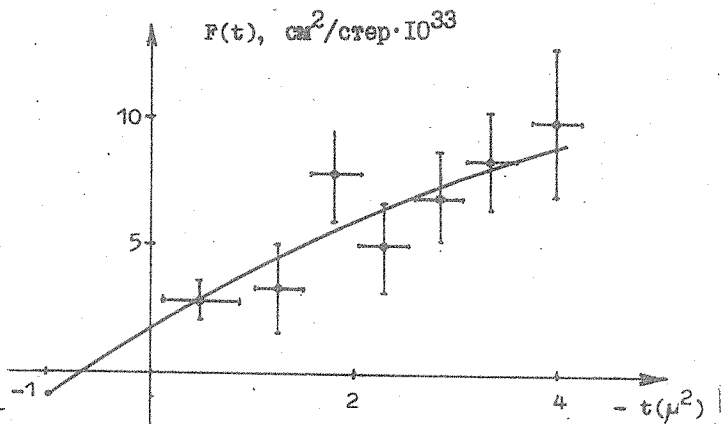
В результате было получено следующее значение для сечения пионного комптон-эффекта:

$$\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} = \left(0,2 \pm 1,1 \right) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад.}$$

Это значение соответствует $S_2 = 1,5\mu^2$ и $\theta_{\pi\gamma}^Q = 150^\circ$.

Борновское сечение комптоновского рассеяния на пионе, рассчитанное при тех же кинематических параметрах, равно:

$$\left(\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} \right)_B = 0,58 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад.}$$



Р и с. 3. Зависимость функции $F(t)$ (5) от квадрата 4-импульса t . Экстраполяционная кривая соответствует зависимости (7)

Измеренное нами сечение пионного комптон-эффекта в пределах экспериментальных погрешностей находится в согласии с теоретическим борновским значением. В этих условиях, используя формулу (2), из измеренного сечения пионного комптон-эффекта можно получить лишь оценки границ для поляризуемости пиона. Для получения более надежных значений поляризуемости пиона необходимо провести измерения при более высоких значениях S_2 ($S_2 \approx 10\mu^2$), при которых вклад поляризуемости в сечение значительно выше.

Авторы пользуются возможностью выразить благодарность П. А. Черенкову, Е. И. Тамму за внимание к работе, а также коллективам группы эксплуатации синхротрона "Пахра", измерительно-регистрационного центра и опытного производства лаборатории.

Поступила в редакцию
18 февраля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. С. Баранов, Е. Е. Журавлев, В. Г. Раевский, Л. И. Словохотов, Л. В. Фильков, Ю. П. Янулис, Препринт ФИАН № 64, М., 1973 г.
2. С. Goebel, Phys. Rev. Lett., 1, 337 (1958); G. F. Chew, F. E. Low, Phys. Rev., 113, 1640 (1959).
3. В. А. Петрунькин, ЭЧАЯ, 12, 692, (1981).
4. Н. И. Старков, Л. В. Фильков, В. А. Царев, Препринт ФИАН № 32, М., 1981 г.
5. М. Е. Волков, В. М. Первушин, УФН, 120, 363 (1976).
6. П. С. Баранов, Л. А. Горбов, Е. Е. Журавлев и др., Препринт ФИАН № 37, М., 1981 г.