

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ π^+ -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ

В. М. КУЗНЕЦОВ, Е. В. РЕПЕНКО, О. И. СТУКОВ

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Измерены дифференциальные поперечные сечения одиночного фотообразования π^+ -мезонов на водороде с использованием полиэтиленовой мишени. Измерения проводились на тормозном пучке от танталовой мишени толщиной 0,4 мм (0,094 рад. дл). Электроны с энергией 630 ± 20 МэВ сбрасывались на мишень в течение 20—40 мс с частотой 1 Гц. Тормозной пучок формировался при помощи двух свинцовых коллиматоров длиной 25 см, очищался магнитным полем, падал на мишень и мониторировался квантометром. Диаметр γ -пучка на цилиндрической мишени составлял 25 мм.

Телескоп заряженных частиц, окруженный свинцовой защитой толщиной 10 см, располагался под углом 90° к направлению фотонного пучка.

Измерение энергии тормозного излучения проводилось квантометром Вильсона, калиброванным на Харьковском линейном ускорителе 2 ГэВ. Постоянная квантометра для тормозных фотонов с максимальной энергией 630 МэВ составляла $(3,86 \pm 0,077) \cdot 10^{-18}$ Кул/МэВ. Измерения проводились попеременно с полиэтиленовой и углеродной мишенями. Выход мезонов от водорода определялся обычным разностным методом [1] из разницы выходов N_{CH_2} от N_C полиэтиленовой мишеней по формуле $N_{H_2} = N_{CH_2} - \xi N_C$, где коэффициент $\xi = 0,58$ — относительный вес содержания ядер углерода в полиэтиленовой и углеродной мишенях.

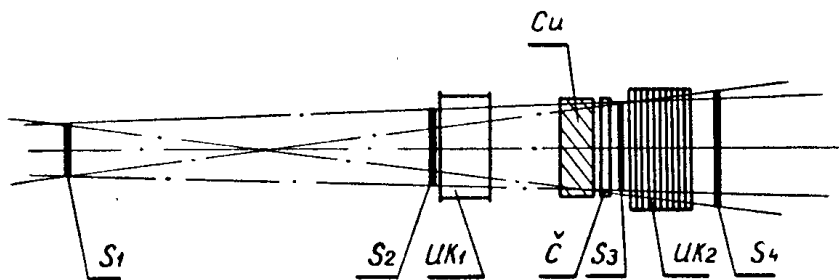


Рис. 1. Схема регистрирующей установки: S_1, S_2, S_3, S_4 — сцинтилляционные счетчики; C — черенковский счетчик; $ИК_1, ИК_2$ — искровые камеры; Cu — медный поглотитель.

Схема регистрирующей установки показана на рис. 1. Фотоны с конечной энергией $E_{max} = 630$ МэВ проходили через мишень $\varnothing 50 \times 80$ мм и мониторировались квантометром Вильсона. Регистрация π^+ -мезонов

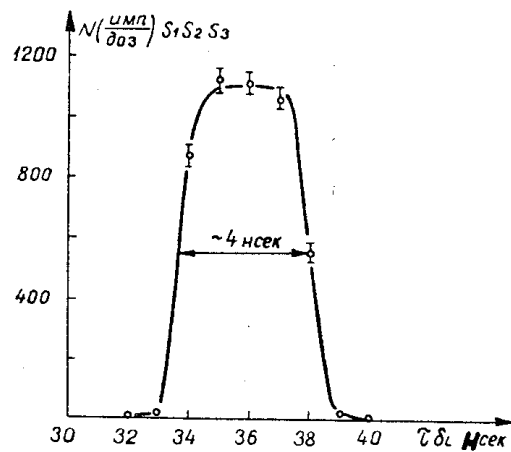


Рис. 2. Кривая задержанных тройных совпадений.

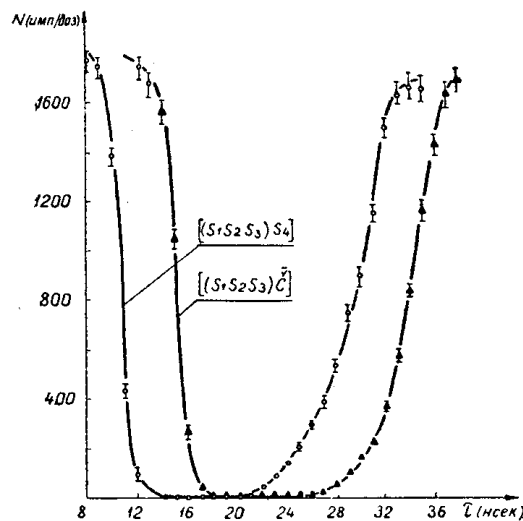


Рис. 3. Кривые задержанных антисовпадений, полученные на электронном пучке.

производилась с помощью телескопа заряженных частиц и двух искровых камер ИК₁ (с широким зазором 100 мм, для определения угла вылета π^+ -мезона) и ИК₂ (многоззорная для определения энергии π^+ -мезона по остановкам в медных пластинках толщиной 2 мм). Телесный угол $\Delta\Omega$ определялся размерами рабочей области мишени и размерами счетчика S₁. Поток заряженных частиц выделялся быстрыми тройными совпадениями (S₁, S₂, S₃). Для отбора электронного фона были предусмотрены счетчик S₄ и пороговый черенковский счетчик \check{C} [2]. Протонный фон от водорода этого положения считался пренебрежимым.

Кривая задержанных тройных совпадений (S₁S₂S₃) показана на рис. 2. Напряжения на счетчиках при пороге формирователей 0,2 вольта приведены в табл. 1.

Таблица 1

Счетчики	S ₁	S ₂	S ₃	S ₄	\check{C}
U (вольт)	2100	2080	2060	1700	2800

Сигналы со схемы запрета (рис. 3), несущие информацию о частице, остановившейся в ИК₂, разветвлялись: на пересчетный прибор ПП-12, на запуск искровых камер ИК₁ и ИК₂ и на запуск регистрирующей фотокамеры РФК.

При установке телескопа особое внимание уделялось положению в пространстве искровой камеры ИК₁, по трекам в которой определялись углы вылета частиц из мишени. ИК₁ была установлена к направлению вылета π^+ -мезонов под углом 90° в л. к. с. с погрешностью $\pm 20'$. Для привязки следа в пространстве устанавливались световые реперные метки. Расчет дифференциальных поперечных сечений производился по формуле [3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta_\pi) = \frac{N_{H_2}^\circ(E_\gamma, \theta_\pi)}{\Delta\Omega \frac{2N_A}{A_{CH_2}} \rho_{CH_2} \bar{l} \Delta N_{E_\gamma}(E_\gamma, E_\gamma)}, \quad (1)$$

где $N_{H_2}^\circ$ — действительная скорость счета π^+ -мезонов от водорода при $\theta_\pi \pm \Delta\theta_\pi$ и средней энергии $E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$.

$\Delta\Omega$ — телесный угол;

N_A — число Авогадро;

A_{CH_2} — атомный вес полиэтилена;

ρ_{CH_2} — плотность полиэтилена;

\bar{l} — усредненная длина мишени;

$\Delta N_{E_\gamma}(E_\gamma, E_\gamma)$ — число фотонов с энергией E_γ в интервале ΔE_γ .

Действительная скорость счета связана с измеряемой скоростью счета следующим соотношением:

$$N^\circ(R_i) = \frac{N(R_i)}{f_1 P_a(x_{i-1}, R_i) P_s(x_{i-1}, R_i) P_d(R_i)} - \frac{f_2 \sum_{k=i+1}^m N(R_k) [P_a(x_{i-1}, R_k) - P_a(x_i, R_k)] P_s(x_{i-1}, R_k)}{f_1 P_a(x_{i-1}, R_i) P_s(x_{i-1}, R_i) P_d(R_i)} P_d(R_k) P_c(R_k - x_{i-1}), \quad (2)$$

где $N(R_i)$ — измеряемая скорость счета для i -пластины искровой камеры ИК₂;

f_1 — эффективность телескопа счетчиков;

f_2 — коэффициент, который учитывает, во сколько раз ядерное поглощение в пластмассовом сцинтилляторе меньше, чем в эквивалентном количестве меди;

$R_i(R_k)$ — средний пробег пиона в i -й (k -й) пластине ($\Gamma/\text{см}^2$);

x_i — пробег пиона в i -й пластине ИК₂ ($\Gamma/\text{см}^2$);

$P_a(x_{i-1}, R_i)$ — поправка на ядерное поглощение для пиона со средним пробегом R_i и поглотителя — x_{i-1} ;

$P_d(R_i)$ — поправка на распад π^+ -мезона на лету, с пробегом R_i ;

$P_s(x_{i-1}, R_i)$ — поправка на многократное кулоновское рассеяние для пиона с пробегом R_i и рассеивателя — x_{i-1} ;

$P_c(R_k - x_{i-1})$ — поправка на вероятность того, что π^+ -мезоны с пробегом $(R_k - x_{i-1})$ могут быть зарегистрированы черенковским пороговым счетчиком.

Первый член в (2) — скорость счета с учетом эффективности телескопа заряженных частиц и поправок, учитывающих взаимодействие π^+ -мезона со средой. Второй член учитывает добавочную скорость счета за счет мезонов с пробегом $R' \gg R_i$, но имеющих вероятность остановиться в i -й пластине камеры ИК₂ за счет ядерного поглощения, то есть имитировать π^+ -мезоны с пробегом R_i .

Рассмотрим поправки к измеряемой скорости счета: 1) поправка на ядерное поглощение рассчитывалась по формуле [3]:

$$P_a(x, R) = \exp \left[- \frac{\rho N_A}{A} \int_0^x \sigma(R - \xi) d\xi \right], \quad (3)$$

где $\rho = 8,9$ г/см³ — плотность меди;
 $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро;
 $A = 63,54$ — атомный вес меди;
 $\sigma(R)$ — сечения поглощения π^+ -мезонов в меди от толщины R (см), взятые из работы [4];
 x (см) — конечная толщина поглотителя;
 ξ — переменная.

2) Поправка на распад π^+ -мезона на лету рассчитывалась по известной формуле радиоактивного распада:

$$P_d = e^{-\frac{0,693}{T^{1/2}} t}, \quad (4)$$

где $T^{1/2}$ — период полураспада π^+ -мезона $(2,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$ с,
 t — время пролета π^+ -мезона.

С учетом конкретных условий прохождения π^+ -мезона через мишень, счетчики и поглотитель формула (4) примет вид

$$P_d = \exp \left[- \frac{0,693}{T^{1/2}} \left(\frac{l_1}{\beta_1 c} + \frac{l_2}{\beta_2 c} + \dots + \frac{l_n}{\beta_n c} \right) \right], \quad (5)$$

где l_r — расстояние от мишени до первого счетчика, от первого счетчика до второго и т. д. от $n-1$ до n -го поглотителя,

β_r — скорость π^+ -мезона в единицах скорости света для r -го поглотителя.

3) Поправка на кулоновское рассеяние, то есть вероятность прохождения пионов в телескопе счетчиков есть функция [5]:

$$P_s = f(r'_0, \rho'_0). \quad (6)$$

Здесь $\rho'_0 = \rho_0/R$;

ρ_0 — радиус пучка π^+ -мезонов, падающего на S_3 ;

R — радиус счетчика S_3 .

Величина r'_0 определяется из следующего выражения:

$$r'_0 = \frac{r_0}{R} = \frac{\theta_s \left(l^2 + l_x + \frac{x^2}{3} \right)^{1/2}}{R}, \quad (7)$$

где r_0 — среднеквадратичная длина рассеяния в плоскости перпендикулярной к первоначальному направлению пучка — π^+ -мезонов;

$$\theta_s = \frac{E_s}{p \beta c} \sqrt{\frac{x}{x_0}}; \quad (8)$$

$E_s = 21$ Мэв (см. работу [6]);

β и p — скорость и импульс π^+ -мезона;

x — толщина рассеивателя;

x_0 — радиационная длина рассеивателя;

l — длина между рассеивателем и регистрирующим счетчиком.

Расчет величины P_s имеется в работах Стернхаймера [6], Грушина и Лейкина [7] рассмотрели расчет поправки P_s большой толщины x . Однако наш случай отличался от рассматриваемых в [6, 7] тем, что рассеиватели были расположены на разных расстояниях и имели боль-

шие толщины x . В связи с этим поправка на кулоновское рассеяние вычислялась так:

$$P_s = \prod_{\lambda=1}^n P_s^\lambda, \quad (9)$$

где P_s^λ — поправка на многократное рассеяние для рассеивателя с малой толщиной.

Все рассеиватели разбивались на n достаточно тонких рассеивателей, для которых и подсчитывалось значение P_s^λ . Такой метод неудобен для обычных вычислений, но зато прост при использовании электронно-вычислительной машины.

1) Поправка на регистрацию π^+ -мезона черенковским счетчиком

$$P_c = 1 - \varepsilon_c, \quad (10)$$

где ε_c — эффективность порогового черенковского счетчика к π^+ -мезонам.

P_c принималась равной единице, так как $\varepsilon_c = 0$ для 80 МэВ [2].

2) Поправка на добавочный счет от μ -мезонов, возникших в результате распада π^+ -мезонов, автоматически учитывалась при отборе событий в искровых камерах.

Результаты измеренных дифференциальных сечений в сравнении с данными Бонна [3] приводятся на рис. 4. Большие погрешности в сечениях связаны с применением методики обычного разностного метода.

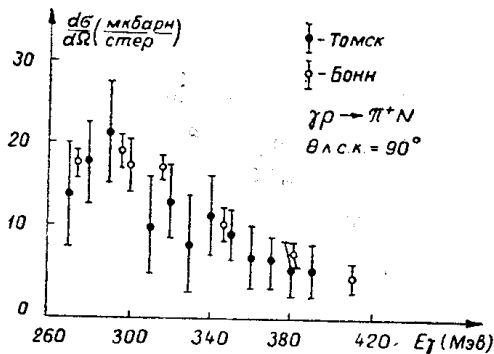


Рис. 4. Результаты измерений дифференциальных сечений фотообразования π^+ -мезонов на водороде.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Littauer, R. L. Walker. *Physical Review*, 86, 838 (1952).
2. В. М. Кузнецов, А. Д. Ониско, О. И. Стуков. *ПТЭ*, № 3, 65 (1969).
3. D. Freytag, W. J. Schuille, R. J. Wedemeyer. *Zeitschrift für Physik*, 165, 1 (1965).
4. M. Bloch, M. Sands. *Physical Review*, 113, 305 (1959).
5. Д. Ритсон. *Экспериментальные методы в физике высоких энергий*. «Наука», 1964.
6. R. M. Sternheimer. *Review Scientific Instruments*, 25, 1070 (1954).
7. В. Ф. Грушин, Е. М. Лейкин. *ПТЭ*, № 1, 52 (1965).