

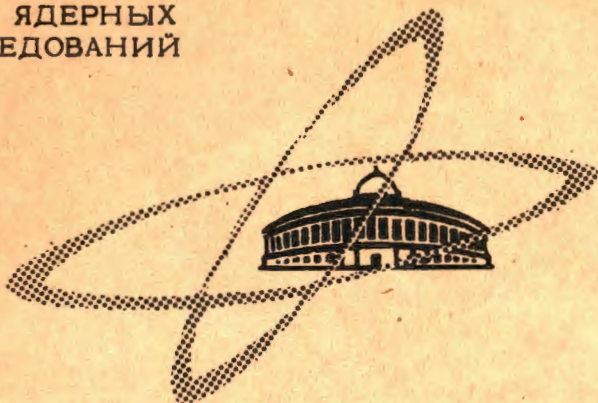
С 346.48
F-859

3/III-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2162



В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Му Цзюнь

РАССЕЯНИЕ π^- -МЕЗОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 4 ГЭВ/С НА ЭЛЕКТРОНАХ

29, 1965, ТЯ, 65, с 886-891

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

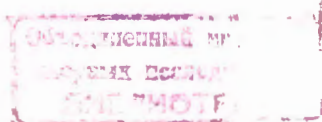
1965

P-2162

В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Му Цзюнь

РАССЕЯНИЕ π^- -МЕЗОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 4 ГЭВ/С НА ЭЛЕКТРОНАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



3356/3 48

1. Введение

Эксперименты по рассеянию частиц на электронах интересны с точки зрения получения информации об электромагнитной структуре элементарных частиц. В настоящее время имеются экспериментальные данные об электромагнитных формфакторах нуклонов. Эксперименты по рассеянию π^- -мезонов на электронах только начались. Опубликованы две работы, выполненные с помощью методики водородных пузырьковых камер при импульсах π^- -мезонов 1,12 Гэв/с^{/1/} и 18 Гэв/с^{/2/}. Максимальные переданные импульсы в системе центра инерции сталкивающихся частиц (π^- , e^-) соответственно равны: $\Delta_{\max} = 8$ Мэв/с^{/1/} и $\Delta_{\max} = 86,4$ Мэв/с^{/2/}.

Таким образом, эти эксперименты могут дать сведения лишь о размерах π^- -мезона: $r_{\pi} \geq 24,5 \cdot 10^{-13}$ см^{/1/} и $r_{\pi} \geq 2,3 \cdot 10^{-13}$ см^{/2/}. Результаты работы^{/2/} позволяют сделать вывод о том, что среднеквадратичный радиус π^- -мезона $\langle r^2 \rangle^{1/2} \leq 4,5 \cdot 10^{-13}$ см.

Целью настоящей работы является изучение рассеяния π^- -мезонов с импульсом $3,97 \pm 0,06$ Гэв/с ($\Delta_{\max} = 29,7$ Мэв/с и $r_{\pi} \geq 6,8 \cdot 10^{-13}$ см) на электронах и определение состава пучка первичных частиц, падающих на камеру.

II. Методика эксперимента

1. Просматривались снимки с 24-литровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом $3,97 \pm 0,06$ Гэв/с^{/3/}. Регистрировались двухлучевые события, удовлетворяющие следующим требованиям:

- а) вершина звезды должна лежать в эффективной области камеры, оба вторичных следа должны быть отрицательными;
- б) импульс δ^- -электрона (P_{δ}), измеренный при просмотре с помощью шаблона, должен быть больше 300 Мэв/с;
- в) угол вылета δ^- -электрона для $P_{\delta} \geq 300$ Мэв/с не должен превышать 5° , а угол рассеяния первичной частицы не должен быть заметным.

Было просмотрено около 50 тыс. кадров, из них 10 тыс.—дважды. Среднее число треков на один кадр (\bar{n}), определенное путем подсчета числа первичных следов на каждом десятом кадре, равно $10,5 \pm 0,3$.

Эта же величина, полученная с помощью метода Кроуфорда (подсчет треков на кадрах с событиями), в пределах ошибок совпадает с указанной выше ^{/4/}.

С учетом коррекции на звезды в камере полная длина первичных треков равна $167,4 \pm 4,4$ км.

Всего было отобрано 573 события.

Эффективности одинарного (ϵ_1) и двойного (ϵ_{12}) просмотров соответственно равны:

$$\epsilon_1 = (86,2 \pm 0,7)\%, \quad \epsilon_{12} = 89,5\% \quad (300 \text{ Мэв/с} \leq P_\delta \leq 400 \text{ Мэв/с}) \quad \text{и}$$

$$\epsilon_1 = (81,3 \pm 3,4)\%, \quad \epsilon_{12} = 88,08\% \quad (P_\delta \geq 400 \text{ Мэв/с}).$$

2. Найденные события измерялись на полуавтоматах ЛВЭ ОИЯИ и обсчитывались на электронно-счетной машине М-20 по геометрическим программам для получения импульсов, направляющих косинусов лучей звезды и соответствующих ошибок. Каждое событие измерялось минимум два раза разными лаборантами. В тех случаях, когда точка взаимодействия идентифицировалась плохо, измерения проводились 2-3 раза со сдвигом точки взаимодействия вдоль первичного трека. В среднем неопределенность положения точки взаимодействия была меньше 0,5 см.

В программу обсчета были введены поправки на радиационные и ионизационные потери электронов в пропане .

3. Величины импульсов, полученные при измерении одного и того же события со сдвигом точки взаимодействия и с разной длиной измеренного трека δ -электрона, совпадали с хорошей точностью (разброс в величине импульса значительно меньше, чем его ошибка). Ошибка $\frac{\Delta P}{P}$ для большинства случаев не превышала 12% (см. для примера работу /5/).

4. Среди 573 событий, лежащих в эффективной области камеры, были отобраны 80 с $P_\delta \geq 500$ Мэв/с, для которых оказалось возможным кинематическое разделение случаев, принадлежавших первичным частицам различной природы (π , μ , e). Эти случаи были измерены еще раз при длине измеряемого участка электронного трека 5-12 см (средняя длина трека δ -электрона для случаев, лежащих в эффективной области камеры, ≈ 30 см). Значения угла вылета δ -электрона, полученные при измерениях со сдвигом точки взаимодействия и на разной длине трека, в пределах ошибок совпадают. Величина ошибки в определении угла для всех случаев с $P_\delta > 500$ Мэв/с составляет $\approx 0,2^\circ$. При обработке экспериментальных данных углы и импульсы брались усредненными по всем измерениям.

Для лучшей регистрации случаев с $P_\delta > 500$ Мэв/с эффективная область была взята более короткой. Полная длина первичных треков для случаев рождения высокоэнергетичных δ - электронов составляет $129,2 \pm 3,4$ км.

III. Анализ возможных фоновых событий

Единственно возможными фоновыми событиями являются звезды типа

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + d, \quad (1)$$

$$\pi^- + c_{\frac{12}{6}} \rightarrow \pi^- + \pi^- + A, \quad (2)$$

где A — не наблюдаемые в камере продукты реакции. События типа (1) с энергичным вторичным π^+ -мезоном исключены при измерении импульсов вторичных частиц. У всех зарегистрированных звезд оба вторичных следа отрицательные.

Доказательством отсутствия фоновых событий типа (2) является следующее:

1. Все отобранные случаи удовлетворяют кинематике рассеяния частица-электрон (см., например, рис. 1).

2. Если предположить, что мы имеем дело не с δ -электронами, а с π^- -мезонами, то следует ожидать ~ 90 вторичных звезд на треках менее энергичной вторичной частицы. При просмотре не было зарегистрировано ни одного события, удовлетворяющего условиям просмотра и имеющего вторичную звезду на треке, считаемом электронами. Отсюда возможная примесь π^- -мезонов в наших событиях не превышает 1%.

3. У подавляющего большинства вторичных частиц, признанных электронами, при измерениях импульса с помощью шаблона в начале и в конце трека было отмечено изменение кривизны, что согласуется с большой величиной радиационных потерь электронов. Поэтому фоном можно пренебречь.

IV. Определение состава пучка

1. На рисунке 1 нанесены экспериментальные значения угла и энергии δ -электрона в лабораторной системе координат для 60 случаев с $P_{\delta} \geq 500$ Мэв/с.

Теоретические кривые для соотношения угол-энергия в лабораторной системе координат рассчитаны по формуле упругого рассеяния частицы на точечном электроне^{1/1}:

$$T_{\delta} = 2m_e \bar{\eta}^2 \frac{\cos^2 \theta}{1 + \bar{\eta}^2 \sin^2 \theta}; \quad (3)$$

$$\bar{\eta}^2 = \eta^2 \left[1 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{m} \right) + \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 \right]^{-1}; \quad (4)$$

где T_{δ} — кинетическая энергия электрона; θ — угол вылета δ -электрона;

m - масса рассеиваемой частицы (π , μ , e соответственно); m_0 - масса электрона; γ , $\eta = \gamma\beta$ - относятся к скорости первичной частицы в лабораторной системе координат. Из формулы 3 видно, что максимальная кинетическая энергия δ - электрона, рожденного частицей с массой m , определяется соотношением

$$T_{\delta_{\max}} = 2m_0\eta^2.$$

2. Электроны

Как видно (рис. 1), из 60 случаев рождения δ - электрона с $P_{\delta} \geq 500$ Мэв/с 18 могут быть отнесены за счет реакции



Отсюда величина электронного загрязнения пучка, рассчитанная с учетом эффективности просмотра, ошибок эффективности и статистических ошибок, равна $(2,2 \pm 0,6)\%$. Эта же величина, определенная с помощью электронной методики, оказалась равной $(2,3 \pm 0,4)\%$, что согласуется с полученной в данной работе ^{/8/}.

Другим методом определения примеси электронов в пучке первичных частиц, дающим высокую статистическую точность, является следующий: при визуальном просмотре камерных снимков отбираются проходящие треки, сильно меняющие свою кривизну.

Эти треки можно считать электронными. При пробеге 25 см в пропане около 7% всех электронов потеряют = 75% своей энергии, что соответствует изменению кривизны в 4 раза.

На нашем материале можно было бы ожидать, учитывая 2%-ное электронное загрязнение пучка, около 700 таких случаев, что позволило бы определить электронную примесь с относительной ошибкой 4%. С другой стороны, с помощью этого метода, зная достаточно точно примесь электронов в пучке, можно измерить радиационную длину пропана для высокоэнергичных частиц.

Следует обратить внимание на то, что значительная статистика случаев с большими радиационными потерями у электронов, а также простота их обнаружения дают возможность изучения электромагнитных процессов с помощью пропановых камер.

3. μ - мезоны

μ - мезонное загрязнение пучка состоит из двух компонент: монохроматические μ - мезоны, образовавшиеся при распаде π^- - мезонов в районе мишени и в канале до коллиматора; и немонахроматические μ - мезоны, образованные от распадов π^- - мезонов между отклоняющим магнитом и камерой.

Как видно из рис. 1, среди 60 случаев рождения δ - электрона с $P_{\delta} \geq 500$ Мэв/с есть 11, которые могут быть отнесены за счет монохроматических μ - мезонов.

Отсюда монохроматическая μ - мезонная компонента составляет $(6,5 \pm 2,0)\%$ от полного

~~~~~  
?

состава пучка. Для выделения монохроматических  $\mu$ -мезонов были измерены 319 проходящих треков, принадлежащих первичным частицам. Среди них 5 случаев были отнесены по энергии к монохроматическим  $\mu$ -мезонам, что соответствует величине примеси, равной  $(1,6 \pm 0,6)\%$ . Содержание  $\pi^-$ -мезонов в пучке, определенное аналогичным методом, оказалось равным  $(89,6 \pm 14,0)\%$ .

Таким образом, проделанные расчеты показывают, что на долю электронной и  $\mu$ -мезонной компонент приходится  $(10,3 \pm 2,1)\%$  от полного состава пучка. Отсюда доля  $\pi^-$ -мезонов в пучке составляет  $(89,7 \pm 2,1)\%$ <sup>x/</sup>.

#### V. Сечение рассеяния $\pi^-$ -мезонов на электронах

Среди всех найденных случаев были отобраны события с  $P_{\delta} \geq 300$  Мэв/с. С учетом коррекции на примесь электронов и  $\mu$ -мезонов в пучке первичных частиц полное сечение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на электронах оказалось равным  $\sigma = (0,168 \pm 0,010)$  мб для  $P_{\delta} \geq 300$  Мэв/с. Теоретическое значение этой величины равно  $0,169$  мб<sup>1/1/</sup>.

На рис. 2 нанесено дифференциальное сечение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на электронах в зависимости от величины кинетической энергии рассеянных электронов в лабораторной системе координат. Теоретическая кривая, проведенная на рисунке, рассчитана по формуле (5) для рассеяния частицы с нулевым спином на точечном электроне<sup>1/1/</sup>:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right) = \frac{2\pi^2 \frac{m_e}{m_{\pi}}}{\beta^2} \cdot \frac{1}{T^2} (1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}}), \quad (5)$$

где  $r_0$  - классический радиус электрона. Как видно из рисунка, имеется хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими. Отсюда можно сделать вывод о том, что  $r_{\pi} \leq 6,6 \cdot 10^{-13}$  см.

#### З а к л ю ч е н и е

Существующие работы по ( $\pi e$ )-рассеянию показывают, что размеры  $\pi^-$ -мезона -  $r_{\pi} \leq 4,5 \cdot 10^{-13}$  см. Для того, чтобы исследовать зарядовое распределение  $\pi^-$ -мезона, наверное, необходимо достичь величины переданного импульса, соответствующей комптоновскому радиусу  $\pi^-$ -мезона ( $1,4 \cdot 10^{-13}$  см). Например, при импульсе  $\pi^-$ -мезона 70 Гэв/с максимальный переданный импульс оказывается равным  $\Delta_{\max} = 230$  Мэв/с, что соответствует  $r_{\pi} > 0,86 \cdot 10^{-13}$  см. Другая возможность заключается в использовании в качестве мишени электронов, находящихся на К-оболочках тяжелых атомов, типа урана. Они представляют собой готовую замену накопи-

<sup>x/</sup> К-мезонная и антипротонная компоненты вклада в зарегистрированные нами события не дают ( $T_{\max}(k, \bar{p}) < 100$  Мэв).

тельного электронного кольца с энергией электронов  $\approx 1$  Мэв. При импульсе рассеивающегося  $\pi^-$ -мезона, равном 25 Гэв/с, максимальный переданный импульс, который можно реально получить в эксперименте такого рода,  $\Delta_{\text{max}} = 170$  Мэв/с, что соответствует  $r_{\pi} \geq 1,1 \cdot 10^{-13}$  см. /7/

Более далекая перспектива — эксперименты на встречных пучках  $\pi^-$ -мезонов и электронов с использованием накопительных колец и без них.

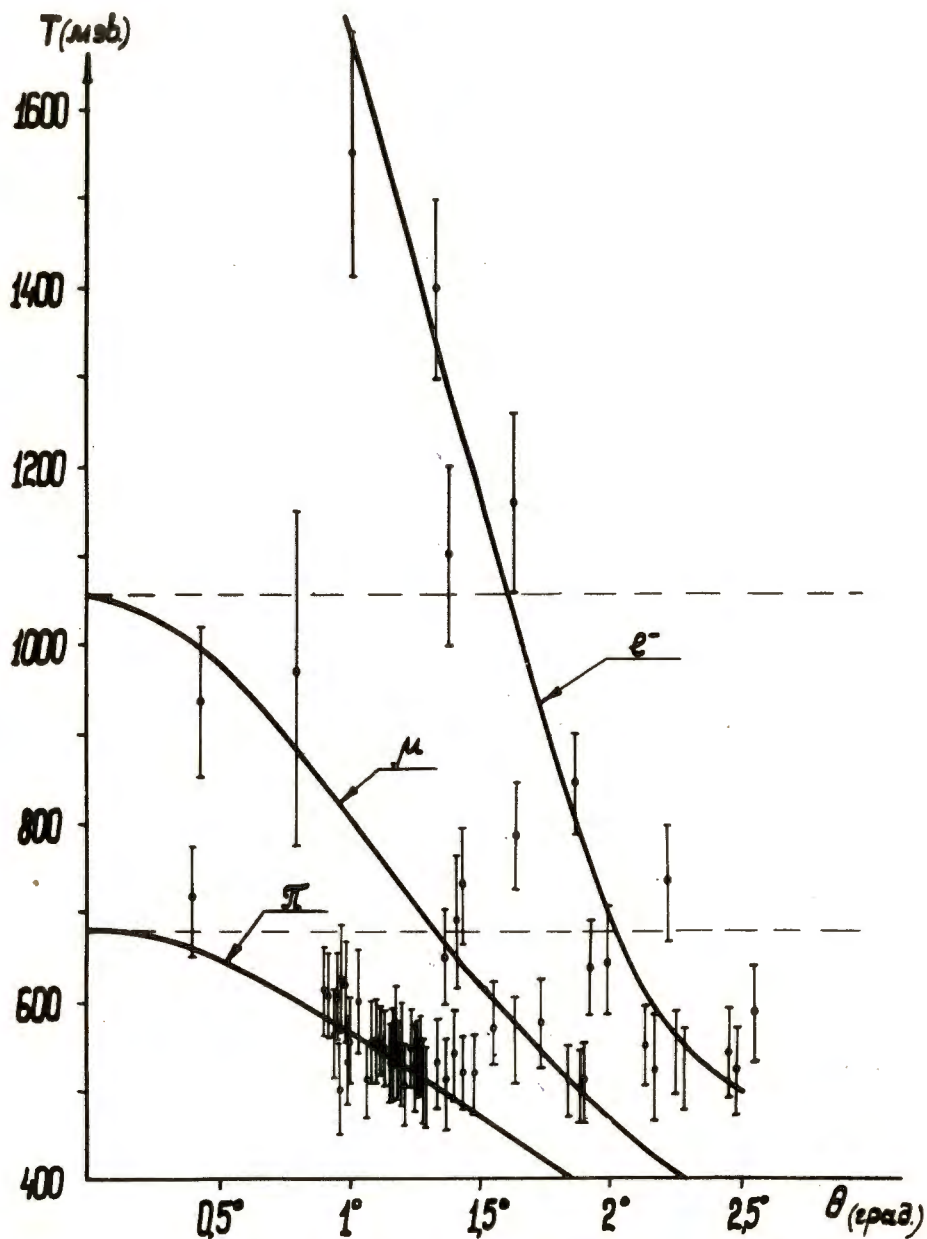
В заключение работы авторы статьи приносят благодарность В.И. Морозу за многочисленные ценные обсуждения различных аспектов работы и составление программ обчета событий, учитывающих радиационные и неонизационные потери электронов в пропане. Нам приятно поблагодарить А.А. Кузнецова, Е.С. Кузнецову, М.И. Подгорецкого за ценные обсуждения; лаборантов З.П. Бузину, Н.Д. Грунину, Г.Т. Гненную, Р.И. Канарек, Т.Г. Панферову, М.А. Самонову, Л.М. Селиверстову, А.В. Струнову за просмотр и измерения.

#### Л и т е р а т у р а

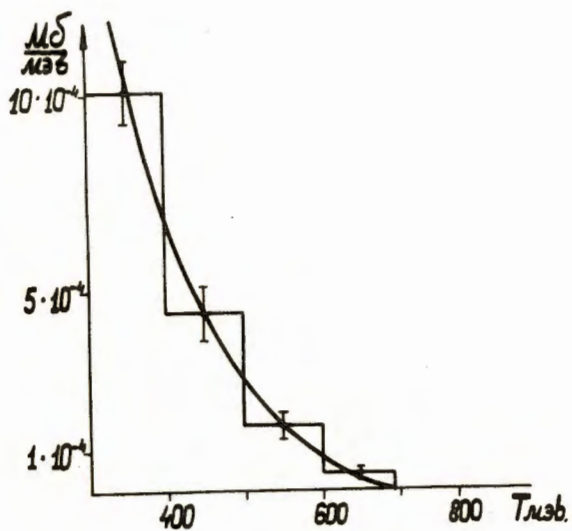
1. F.S.Crowford. *Phys. Rev.*, 117, 1119 (1960).
2. I.Allan et al. *Nuovo Cim.*, XXXII, 1144 (1964).
3. Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, В.В. Миллер. Препринт ОИЯИ, 2092, Дубна, 1985.
4. F.S.Crowford. *The Rev. of Sci. Inst.*, 30, 1096 (1959).
5. В.А. Будагов, А.Г. Володько, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ, Р-1971, Дубна, 1985.
6. В.С. Пятуев. Препринт ОИЯИ, 2100, Дубна, 1985.
7. V.Maglic, G.Costa. Труды XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1985 г.





Р и с. 1. Зависимость кинетической энергии  $\delta$ -электронов от угла рассеяния в лабораторной системе координат ( $P_\delta \geq 500$  Мэв/с). Кривые для рассеяния  $\pi$ ,  $\mu$  и  $e^-$  на электронах рассчитаны по формуле (3).



Р и с. 2. Дифференциальное сечение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $3,87 \pm 0,06$  Гэв/с на электронах. Теоретическая кривая рассчитана по формуле (8).