СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P1 - 8944

С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА $\pi^- + p \to e^+ e^- + n$

1975

P1 - 8944

С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА $\pi^- + p \rightarrow e^+ e^- + n$

ВВЕДЕНИЕ

Процесс обратного электророждения пионов $\pi^- p \to e^+ e^- n$ характеризуется малыми дифференциальными сечениями /1/. Для получения большого количества статистического материала используют детектирующие установки с большими телесными углами регистрации /2/, что позволяет детектировать события в широком интервале изменения кинематических переменных. При этом становится невозможным вычисление сечений в рамках теоретических моделей аналитически. Проблема вычисления сечений решается с помощью метода Монте-Карло. Для этого проводится моделирование образования частиц в исследуемом процессе, моделирование условий регистрации электронов детекторами и моделирование процедуры отбора событий процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$. Для вычисления сечений затем используются параметры отобранных событий.

В настоящей работе рассматривается процедура вычисления основных кинематических переменных процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$, а также выбора оптимальной геометрии детекторов для регистрации этого процесса. В работе проводится вычисление аппаратурных функций экспериментальной установки, регистрирующей основные кинематические параметры исследуемого процесса.

1. Кинематика процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$

Рассматриваемый процесс обратного электророждения пионов описывается пятью независимыми кинематическими переменными. Одна из них – полная энергия в πN– системе центра масс W – фиксирована энергией налетающего пиона.

Вторая кинематическая переменная – квадрат передаваемого четырехимпульса k^2 – выражается при помощи энергий и угла разлета электронов в лабораторной системе:

$$k^2 = 4E_1E_2\sin^2(\theta_e^{л.с.}/2)\ .$$

При этом максимальное значение передаваемого четырехимпульса ограничено энергией налетающего пиона:

$$k^2_{max} = (W-M)^2\ ,$$

где M – масса нуклона. Минимальное значение k^2_{min} определяется эффективностью регистрации электронов малых энергий черенковскими спектрометрами полного поглощения и составляет в нашем случае 0,75 фм$^{-2}$.

Смысл следующих двух кинематических переменных – угла вылета фотона θ^γ в πN с.ц.м. и угла φ между плоскостью реакции $\pi^- p \to n\gamma_v$ и плоскостью распада виртуального фотона γ_v ясен из рис.I, на котором показана система центра масс сталкивающихся частиц: пиона q и протона p . Таким образом, единичный вектор $\hat{\vec{q}}$, направленный вдоль импульса пиона, равен:

$$\hat{\vec{q}} = (-\sin\theta^\gamma, 0, -\cos\theta^\gamma).$$

В программе моделирования процесса $\pi^- p \to e^+e^- n$ система ц.м. пиона и нуклона выбирается так, чтобы ось Z совпадала по направлению с импульсом нейтрона p_1 . Обозначим выбранную таким образом систему "N". Для определения осей X и У системы "N" вычисляются единичные векторы $\hat{\vec{\alpha}}$ и $\hat{\vec{\nu}}$, направленные вдоль этих осей:

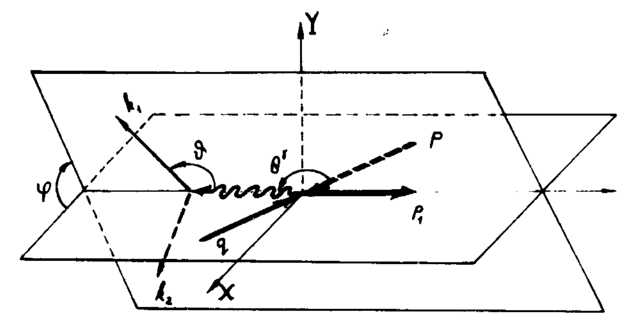

Рис. I Система "N" центра масс пиона – q и протона – p .

$$\hat{\vec{\nu}} = -\frac{[\vec{k}\times\vec{q}]}{|[\vec{k}\times\vec{q}]|} = (0,\ 1,\ 0),$$
$$\hat{\vec{\alpha}} = -[\hat{\vec{k}}\times\hat{\vec{\nu}}] = (1,\ 0,\ 0).$$

Для вычисления угла φ строится единичный вектор $\vec{\beta}$, который совпадает с проекцией импульса электрона $\vec{k}_1$ на плоскость XY:

$$\vec{\beta} = \left(k_{1x}/\sqrt{k_{1x}^2+k_{1y}^2}\ ;\ k_{1y}/\sqrt{k_{1x}^2+k_{1y}^2}\ ;\ 0\right).$$

Тогда
$$\cos\varphi = \vec{\beta}\hat{\vec{\alpha}} = \beta_1,$$
$$\sin\varphi = \vec{\beta}\hat{\vec{\nu}} = \beta_2.$$

Поэтому

$$\varphi = \begin{cases} \arccos\beta_1, & \beta_2 \geq 0; \\ 2\pi - \arccos\beta_1, & \beta_2 < 0. \end{cases}$$

Таким образом, кинематическая переменная θ^{γ} принимает значения в интервале углов от 0 до π, а переменная φ – в интервале от 0 до 2π.

Пятая кинематическая переменная – угол θ между направлениями вылета электрона и нейтрона – вычисляется в системе ц.м. электрона и позитрона. Этот угол связан с углом ϑ, вычисленным в системе "N" /см. рис.1/ с помощью лоренц-преобразования:

$$tg\,\theta = \frac{\sqrt{k^2}\,|\vec{k}_1|\sin\vartheta}{|\vec{k}|k_{10} + k_0|\vec{k}_1|\cos\vartheta} = T.$$

Тогда
$$\theta = \begin{cases} \operatorname{arc\,tg} T, & T \geq 0, \\ \pi + \operatorname{arc\,tg} T, & T < 0. \end{cases}$$

Здесь $k_1 = (k_{10}, \vec{k}_1)$ – четырехимпульс электрона, k_0 – полная энергия фотона в πN с.ц.м.

В программе моделирования процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$ векторное произведение векторов вычисляется с помощью программы-функции **"VECT"**, для вычисления модуля вектора используется программа-функция **"AMO"**. Векторы-импульсы, заданные в программе "USER" /4/, с помощью программы **"ROT"** преобразуются в систему "N". В этой системе координат программа **"ANG"** вычисляет кинематические переменные θ, φ и θ^{γ}, а также ряд вспомогательных величин.

С помощью определенных выше кинематических переменных дифференциальное сечение рассматриваемого процесса может быть записано в следующем виде /3/:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_k d\Omega_{\tilde{k}} dk^2} = \Phi(W,k^2)\Big[A(W,k^2,\theta^{\gamma})(1+\cos^2\theta) + B(W,k^2,\theta^{\gamma})\sin^2\theta\cos2\varphi + \frac{k^2}{k_0^2}C(W,k^2,\theta^{\gamma})\sin^2\theta + \frac{\sqrt{k^2}}{k_0}D(W,k^2,\theta^{\gamma})\sin2\theta\cos\varphi\Big], \quad (1)$$

где $\Phi(W,k^2)$ – известная функция, $d\Omega_k$ – элемент телесного угла для фотона в πN с.ц.м., $d\Omega_{\tilde{k}}$ – элемент телесного угла электрона в системе ц.м. e^+e^- пары. Функции A, B, C и D связаны с парциальными сечениями образования виртуальных фотонов с различными поляризационными состояниями.

Для регистрации электронов, образующихся в процессе $\pi^- p \to e^+ e^- n$, используют два телескопа счетчиков /2/, расположенных симметрично по отношению к пучку π – мезонов. На рис. 2а и 2б показаны два варианта расположения детекторов с малой апертурой в системе центра масс пиона и нуклона.

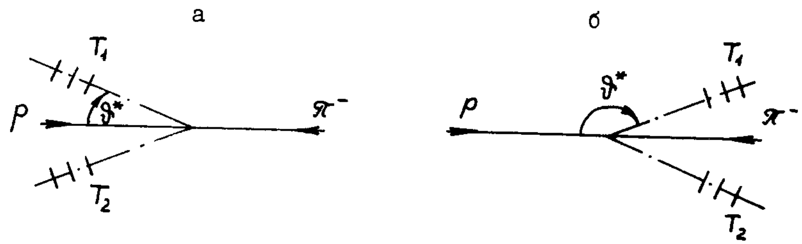

Рис. 2 Способы расположения детекторов в πN с.ц.м. для регистрации электронов исследуемого процесса.

В случае 2а установка отбирает события, в которых образующийся виртуальный фотон вылетает "вперед", а в случае 2б – "назад". Очевидно, что в обоих случаях детекторы выделяют плоскость распада виртуального фотона, которая практически совпадает с плоскостью реакции. Таким образом, область изменения переменной φ ограничивается в окрестности точек 0° и I80° $(|\cos\varphi| \simeq 1)$, что приводит к максимальному усилению вклада члена $D(W,k^2,\theta^\gamma)$ в выражении (I) . Функция $D(W,k^2,\theta^\gamma)$ соответствует интерференции амплитуд рождения поперечных и продольных фотонов. Вклад интерференции в сечение рассматриваемого процесса увеличивает число неизвестных амплитуд и усложняет проведение феноменологического анализа амплитуд образования поперечных неполяризованных фотонов /Функция $A(W,k^2,\theta^\gamma)$ / и продольно поляризованных / функция $C(W,k^2,\theta^\gamma)$ / фотонов. Если расположить детекторы в πN с.ц.м. на одной оси под углом $\vartheta^* = 90°$ к направлению импульса пиона, то в этом случае установка будет преимущественно отбирать те события,

в которых виртуальный фотон вылетает под углом $\sim 90°$ к направлению импульса пиона. Угол между плоскостью распада фотона и плоскостью реакции в этом случае не фиксирован, что приводит к существенному уменьшению вклада в наблюдаемое сечение от интерференции амплитуд образования поперечных и продольных фотонов. Эта геометрия является оптимальной для исследования амплитуд процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$ с помощью феноменологического анализа. Воспользовавшись лоренц-преобразованием, можно определить угол ϑ , под которым надо располагать детекторы в л.с. координат, для того, чтобы регистрировать фотоны, вылетающие в πN с.ц.м. под углом $\vartheta^* = 90°$:

$$tg\,\vartheta = \frac{P_e}{\gamma\beta E_e} \doteq \frac{1}{\gamma\beta} = \frac{W}{|\vec{q}|} ,$$

где $\vec{q}$ – импульс пиона в л.с. координат.

Таблица I

W , МэВ	I23I	I295	I335
ϑ	76°25′	73°I5′	7I°30′

В таблице I приведены значения углов, под которыми следует располагать оси телескопов, детектирующих электроны, для создания оптимальных условий регистрации процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$.

2. Энергетическое разрешение черенковских спектрометров полного поглощения

Для определения энергетического разрешения черенковских спектрометров полного поглощения проводились измерения на электронном

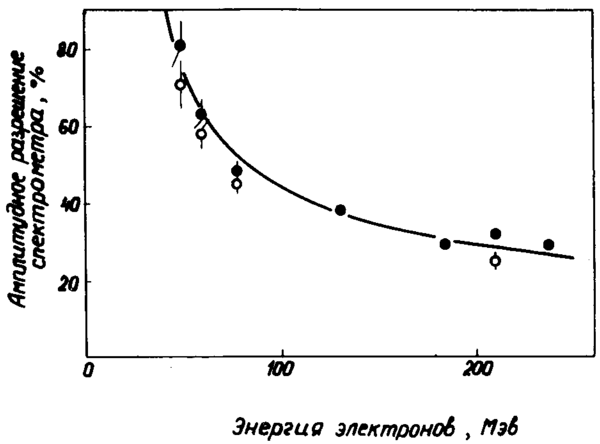

Рис. 3 Зависимость разрешения черенковского спектрометра полного поглощения от энергии электронов. Результаты измерений для спектрометров СП-I и СП-2 показаны соответственно заштрихованными и незаштрихованными кружочками. Сплошная кривая получена подгонкой данных для спектрометра СП-I по формуле (2).

пучке. Результаты измерений, поправленные на разброс электронов в пучке по энергии, приведены на рис. 3. Сплошная кривая на рис. 3 получена подгонкой результатов измерений для спектрометра СП-I с помощью следующей формулы:

$$\Delta = \frac{a}{\sqrt{E-b}}, \qquad (2)$$

где Δ - ширина кривой разрешения на полувысоте в %, E - энергия электронов на входе бокового телескопа, b - величина амплитудного порога в МэВ, a - варьируемый параметр. Значения параметров a и b для обоих спектрометров приведены в таблице II :

Таблица II

	a	b
СП-I	386 ± I0	24
СП-2	343 ± II	27

Было замечено, что с увеличением угла между нормалью к спектрометру и осью электронного пучка наблюдается уменьшение амплитуды $\tilde{E}$, измеряемой спектрометром. Это уменьшение достаточно точно описывается функцией косинуса

$$\tilde{E} = E\cos\varphi . \qquad (3)$$

Условия регистрации электронов в спектрометрах моделируются с помощью программы "ERROR2". Энергия электронов, вычисленная в программе "USER", корректируется согласно выражению (3), а затем подвергается "размазке" в соответствии с нормальным распределением.

Параметр, определяющий дисперсию этого распределения, вычисляется с помощью формулы (2).

3. Погрешности определения углов вылета электронов

Ошибки определения координат треков и углов вылета электронов по снимкам с искровых камер обусловлены двумя факторами. Первым фактором является многократное кулоновское рассеяние /МКР/, которое испытывают электроны при прохождении через водород мишени и металлические детали вакуумного кожуха мишени. Вторым - погрешности измерения треков на снимках с искровых камер.

Как вследствие сложной геометрии рассеивателей, так и широкой области изменения кинематических переменных точное вычисление ошибок многократного рассеяния проводилось методом Монте-Карло с помощью программ, описанных в работе /6/. При этом моделирование производилось в соответствии с распределением Мольера. В результате такого моделирования для каждого из рассеивателей были получены интегральные /как по углу входа частицы в рассеиватель, так и по импульсу частицы/ распределения по углу многократного кулоновского рассеяния. Для того, чтобы не повторять громоздкие вычисления при моделировании условий регистрации электронов, были сделаны следующие допущения: предполагалось, что полученные распределения по углу МКР, во-первых, характеризуют рассеяние электронов с энергией $E_{ср} = 182$ МэВ /что соответствует среднему значению энергии в исследуемом процессе/ и, во-вторых, могут быть приближенно описаны кривой Гаусса с параметром $\sigma_{E_{ср}}$. Тогда при моделировании условий регистрации электронов с энергией E угол МКР

может быть быстро вычислен в соответствии с нормальным распределением, параметр которого равен:

$$\sigma_{МКР} = \sigma_{E_{ср}} \frac{E_{ср}}{E} .$$

Изучение результатов многократного измерения треков на полуавтоматах ПУОС-50 и на сканирующем автомате АЭЛТ-1 показало, что погрешности, вносимые этими приборами, могут быть описаны нормальным распределением с параметром $\sigma_{изм} = 1,0^{\circ}$ /7/.

Величины $\sigma_{МКР}$ и $\sigma_{изм}$ поступают в программу "ERROR2", которая производит "размазывание" компонент трехимпульсов частиц, поступающих из программы "USER".

4. Разрешение установки по кинематическим переменным

Для определения формфакторов пиона и нуклона в области малых времениподобных передаваемых 4- импульсов k^2 производится анализ формы угловых распределений по кинематическим переменным, получаемым при регистрации процесса $\pi^- p \to e^+ e^- n$ /1/. Определение разрешающей способности экспериментальной установки по кинематическим переменным k^2, $\cos\theta^{\gamma}$, $\cos\theta$ и $\cos\varphi$ проводилось с помощью моделирования методом Монте-Карло. Блок-схема процедуры моделирования показана на рис. 4.

Значения кинематических переменных, вычисленных по параметрам разыгранных "неразмазанных" событий в программе "KINPAR", поступают в программу "COMPA". С другой стороны, в программу "COMPA" поступают значения кинематических переменных, вычисленных в про-

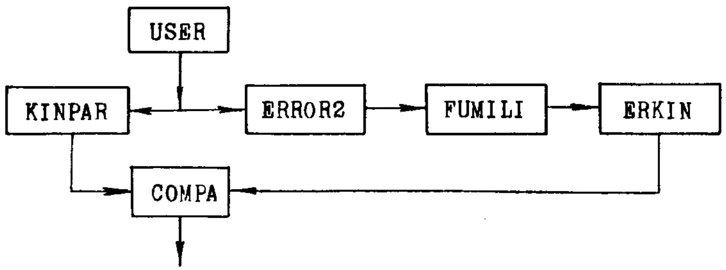

Рис. 4 Схема вычислений разрешающей способности экспериментальной установки.

грамме "ERKIN" по параметрам событий, подвергшихся сначала "размазке" в программе "ERROR2", а затем минимизации по программе "FUMILI" /8/. При минимизации использовался квадратичный функционал, описанный в работе /5/. Программа "COMPA", сравнивая полученные значения кинематических переменных, вычисляет среднее и среднеквадратичное значения ошибок в определении кинематических переменных. Величины стандартных отклонений, характеризующих разрешение по кинематическим переменным как функцию квадрата передаваемого четырехимпульса, показаны на рис. 5 *⁄.

Видно, что величина разрешения по квадрату передаваемого 4- импульса позволяет проводить разбиение области изменения переменной k^2 на 5 интервалов. Область изменения переменной $\cos\theta^\gamma$, которая обладает наибольшей чувствительностью к формфакторам пиона и нуклона /I/, можно разбивать на I0 интервалов, что позволяет

*⁄ При вычислении разрешений была проведена коррекция параметров, приведенных в таблице II, которая учитывала неоднородность спектрометра по координате входящей в него частицы.

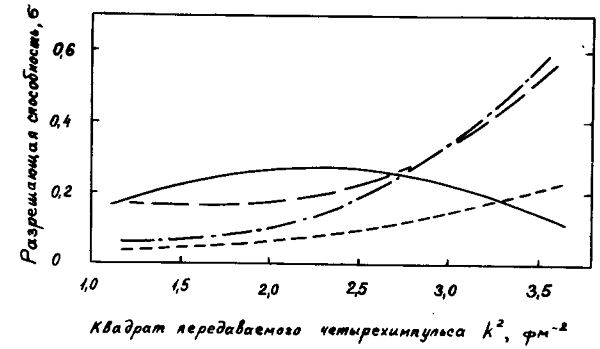

Рис. 5 Зависимость разрешающей способности по кинематическим переменным k^2 ———, $\cos\theta^\gamma$ – – – – –, $\cos\theta$ —·— и $\cos\varphi$ — — — от квадрата передаваемого четырехимпульса.

провести детальный анализ регистрируемых в эксперименте распределений по углу вылета виртуального фотона.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Л.Неменову за поддержку настоящей работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ЯФ, 16, 185, 1972.
2. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, Г.Г.Мкртчян Л.Л.Неменов, М.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971 ; А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, В.И.Сидорова, Г.И.Смирнов, В.Л.Трифонов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, 13-7683, Дубна, 1974.
3. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, Р2-4561, Дубна, 1969 .
4. Программа W-505, Библ. программ на ФОРТРАНЕ, т.2, Депонированные публ. ОИЯИ, Б1-11-5145, Дубна, 1969 ; Б1-11-5649, Дубна, 1970.
5. С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р10-8945, Дубна, 1975.
6. А.В.Куликов, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, 10-5386, Дубна, 1970.
7. Э.Д.Лапчик, М.П.Пустыльник, Л.Б.Тутышкина, Д.М.Хазинс, Э.Б.Шарапова, В.Н.Шкунденков. ОИЯИ, 10-8172, Дубна, 1974.
8. Программа D-520. Библ. программ на Фортране, т.1, Депонированные публ. ОИЯИ, Б1-11-5144, Дубна, 1969 ; Б1-11-5651, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1975 года.