



государственный научный центр российской федерации
институт физики высоких энергий

ИФВЭ 2003-22
ОЭФ

А.Н. Васильев, В.Н. Гришин, А.М. Давиденко, А.А. Деревщиков, Ю.А. Матуленко,
Ю.М. Мельник, А.П. Мещанин, В.В. Мочалов, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушев,
А.Ф. Прудкогляд, П.А. Семенов, Л.Ф. Соловьев, В.Л. Соловьянов, В.Ю. Ходырев,
К.Е. Шестерманов, А.Е. Якутин
(Институт Физики Высоких Энергий, Протвино)

Н.С. Борисов, В.Н. Матафонов, А.Б. Неганов, Ю.А. Плис, Ю.А. Усов, А.Н. Федоров
(Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна)

А.А. Луханин
(Харьковский физико-технический институт, Харьков)

**Поиск односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов в
центральной области при энергии протонного пучка 70 ГэВ.
(Сотрудничество ПРОЗА-М)**

Направлено в ЯФ

Протвино 2003

Аннотация

Представлены результаты по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при $x_F \approx 0$. Протоны с энергией 70 ГэВ выводились непосредственно из вакуумной камеры ускорителя при помощи изогнутого монокристалла. Независимо измеренная двумя детекторами односпиновая асимметрия равна нулю в пределах ошибок в диапазоне поперечных импульсов $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с. Это согласуется с результатами, полученными в Фермилабе при 200 ГэВ, но расходится с данными ЦЕРН при 24 ГэВ.: Препринт ИФВЭ 2003-22. – Протвино, 2003. – 14 с., 9 рис., 3 табл., библиогр.: 38.

Abstract

Single-spin asymmetry of inclusive π^0 production in the reaction $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ at $x_F \approx 0$ is presented. 70 GeV proton beam was extracted from the accelerator main ring with the use of a bent crystal. The asymmetry measured by two independent electromagnetic calorimeters equals to zero within the error bars for transverse momenta in a range of $1.0 < p_T < 3.0$ GeV/c. This is in an agreement with the FNAL result at 200 GeV, but differs from the CERN data at 24 GeV. : IHEP Preprint 2003-22. – Protvino, 2003. – p. 14, figs. 9, tables 3, refs.: 38.

Введение.

Исследования спиновых физических наблюдаемых проверяют теоретические модели значительно глубже, чем исследования усредненных по спину значений. Среди поляризационных измерений поперечные односпиновые асимметрии при высоких энергиях с участием нуклонов являются наиболее загадочными и интересными. С точки зрения пертурбативной квантовой хромодинамики при больших энергиях и больших поперечных импульсах односпиновые эффекты в инклюзивных реакциях должны стремиться к нулю.

В 70-е–90-е годы было проведено несколько экспериментов по измерению асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов. Эксперимент, проведенный в ЦЕРН в центральной области при значении фейнмановской переменной $x_F \sim 0$, обнаружил значительные эффекты при энергии 24 ГэВ/с в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 X$ [1]. Однако, статистические ошибки эксперимента были велики, и результат можно было рассматривать как указание на возможно большую асимметрию в жестких процессах. Эксперимент, проведенный в ИФВЭ, обнаружил большую асимметрию инклюзивного рождения π^0 - и η -мезонов при рассеянии отрицательных пионов с импульсом 40 ГэВ/с на поляризованной мишени [2,3]. Измеренная в Фермилабе асимметрия A_N рождения π^0 -мезонов при энергии поляризованного пучка 200 ГэВ была равна нулю [4].

Совокупность этих трех результатов могла означать следующее:

- асимметрия в центральной области убывает с ростом энергии или;
- эффект зависит от сорта взаимодействующих кварков.

Целью эксперимента ПРОЗА-М было измерение асимметрии A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции

$$p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X \quad (1)$$

под углом 90° в системе центра масс при энергии протонного пучка 70 ГэВ, которая являлась промежуточной между энергиями экспериментов в ЦЕРН и в Фермилабе.

В настоящей статье представлены результаты обработки данных, полученных на ускорителе ИФВЭ в Протвино в марте 1996 года.

Постановка эксперимента.

Исследования проводились на установке ПРОЗА-М. Схема экспериментальной установки, подробное описание которой приведено в работе [6], приведена на **Рис. 1**. Протоны с импульсом 70 ГэВ/с рассеивались на поляризованной водородной мишени замороженного типа с пропандиолом ($C_3H_8O_2$) в качестве рабочего вещества [5] со средней поляризацией 80% и временем релаксации порядка 1000 часов. Накачка поляризации (одновременно с реверсом) занимала около четырех часов и происходила в среднем один раз за двое суток.

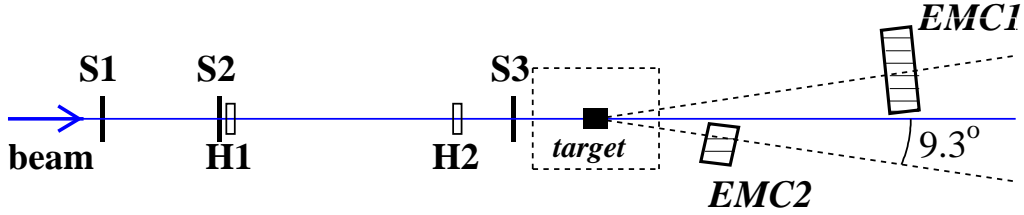


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ПРОЗА-М. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1 - H2$ – годоскопы; EMC1 и EMC2 – электромагнитные калориметры; *target* – поляризованная мишень.

Пучковая аппаратура и формирование пучка протонов с импульсом 70 ГэВ/с.

Исследования проводились на 14-ом канале ускорительного комплекса У-70. Впервые в мире для ускорителя с жесткой фокусировкой был использован изогнутый монокристалл для вывода протонного пучка с энергией 70 ГэВ за счет эффекта каналирования [7]. Кристаллический дефлектор был установлен внутри вакуумной камеры ускорителя. Дефлектор представлял собой изогнутый на 80 мрад монокристалл кремния.

Количество падающих на мишень частиц определялось по совпадению сигналов с трех сцинтилляционных счетчиков $S1-S3$. Два годоскопа $H1$ (с шагом 5 мм) и $H2$ (2 мм), установленные перед поляризованной мишенью на расстоянии 8.7 и 3.2 м соответственно, служили для определения координат падающих на мишень заряженных частиц. Профиль протонного пучка в области мишени представлен на **Рис. 2**. Размер пучка составил $\sigma_x = 4$ мм по горизонтали, и $\sigma_y = 3$ мм по вертикали. Угловые расходимости пучка составили соответственно 2 мрад и 1 мрад. Разброс пучка по импульсу $\Delta p/p \sim 10^{-3}$. Подробно вывод протонного пучка в зону канала 14 описан в работах [7,8].

Электромагнитные калориметры

Регистрация γ -квантов от распада π^0 - мезонов осуществлялась двумя электромагнитными калориметрами EMC1 и EMC2. На **Рис. 3** показаны энергетический спектр восстановленных γ -квантов и их множественность в калориметре EMC1. Средняя мно-

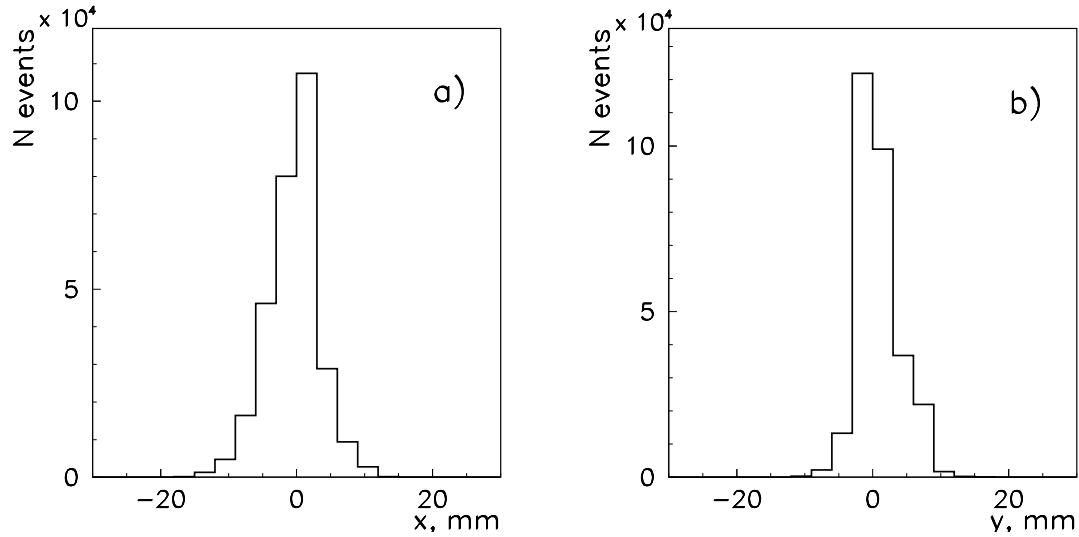


Рис. 2. Профили протонного пучка в области мишени по x (a) и y (b).

жественность составила ≈ 2.3 γ -кванта в событии. Для поиска π^0 -мезонов отбирались γ -кванты с энергией от 1 до 20 ГэВ.

Калориметры располагались под углом 9.3° к центру мишени в горизонтальной плоскости, что соответствовало углу 90° в системе центра масс при импульсе пучка 70 ГэВ/с, и перекрывали одинаковый телесный угол, если смотреть из центра поляризованной мишени. ЕМС1 находился на расстоянии 6.9 м от центра мишени, ЕМС2 на расстоянии 2.8 м. В качестве детектора гамма-квантов использовались черенковские счетчики полного по-

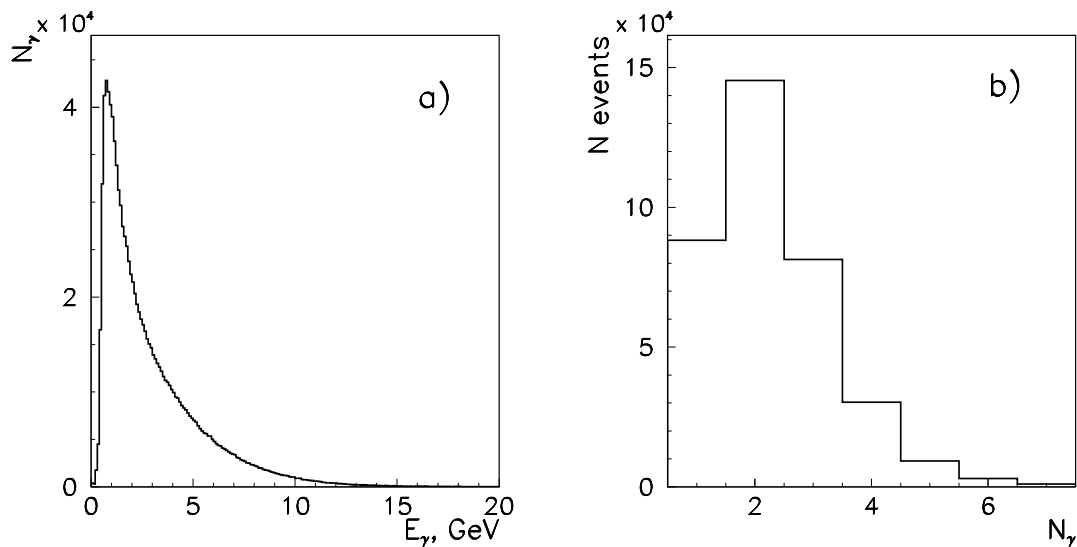


Рис. 3. Энергетический спектр восстановленных γ -квантов (a) и множественность γ -квантов (b) в калориметре ЕМС1.

—
—
гложения из свинцового стекла ТФ1-00 [9]. ЕМС1 состоял из 480 счетчиков, уложенных в виде прямоугольной матрицы (24 столбца по 20 счетчиков в каждом), ЕМС2 содержал 144 счетчика (12 столбцов по 12 счетчиков). Калориметры размещались по разные стороны от пучка, чтобы уменьшить систематическую ошибку измерения асимметрии. Внешний вид ЕМС1 и подробное описание калориметров приведено в работах [6,10].

Калибровка калориметров проводилась на пучке электронов с импульсом 26.6 ГэВ/с и заключалась в определении коэффициентов, переводивших сигнал каждого счетчика A_{ij} в энергию E_{ij} [11]. Энергетическое разрешение составило $\sigma(E)/E \approx 2.5\%$ после вычитания импульсного разброса пучка 2%, что характерно для электромагнитных калориметров из свинцового стекла при данной энергии.

Энергетическая шкала калориметров дополнительно калибровалась на массу π^0 -мезона. За пять часов измерений достигалась точность калибровки 0.1% для ЕМС1 и 0.15% для ЕМС2.

Электронная аппаратура и триггер на поперечный импульс

Электронная аппаратура состояла из модулей в стандарте СУММА [12]. Пучковая электроника включала в себя регистры годоскопов и пересчетные приборы мониторингной системы. Триггер нулевого уровня вырабатывался на пучковую частицу за 60 нс. Независимый для каждого детектора триггер первого уровня (350 нс) обеспечивал выбор событий с поперечным импульсом больше 1 ГэВ/с. Подробно описание триггера приведено в работах [6],[10]. В качестве электроники амплитудного анализа использовались 12-битные аналого-цифровые преобразователи П-267 [13]. Считывание данных осуществлялось ЭВМ СМ-1420 и записывалось на магнитные носители. Подробно комплекс электронной аппаратуры для считывания данных описан в работе [14].

За один цикл ускорителя с учетом эффективности работы системы сбора данных записывалось около 350 событий, из них 250 с ЕМС1 и 100 с ЕМС2. Всего за десять дней работы на поляризованной мишени было записано 20 миллионов событий.

Анализ данных и полученные результаты.

Предварительные данные были опубликованы в работе [15]. Полученная асимметрия была близка к нулю во всем диапазоне. В то же время при поперечных импульсах более 2.35 ГэВ/с π^0 -мезоны были восстановлены только для калориметра ЕМС1. Чтобы восстановить π^0 -мезоны при больших энергиях был изменен алгоритм восстановления ливней. Основной целью было улучшить разделение перекрывающихся ливней в ЕМС2, где расстояние между γ -квантами при поперечных импульсах более 2 ГэВ/с становилось малым из-за близости ЕМС2 к мишени.

Реконструкция электромагнитных ливней

Алгоритм реконструкции γ -квантов основан на выделении электромагнитного ливня по известной форме. Сначала находились кластеры, состоящие по крайней мере из трех ячеек и удовлетворяющие условию превышения порога 300 МэВ для счетчика с максимальным энерговыделением. После выделения отдельных кластеров для каждого из них процедура восстановления ливней проводилась с использованием алгоритма, описанного в работе [17]:

• Находилась ячейка с максимальным энерговыделением. Первоначальный ливень рассматривался в области 3×3 ячейки около максимума.

• Определялось, состоит ли данный кластер из одного или двух гамма-квантов. Для этого данный ливень (в области 3×3 ячейки) фитировался программой MINUIT[16] с двумя параметрами (координаты X и Y) и фиксированной энергией E_0 для минимизации функционала χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i (E_i - F_i(X, Y))^2 / \sigma_i^2, \quad (2)$$

$$\sigma_i^2 = c \cdot E_i(1 - E_i/E_0) + q, \quad (3)$$

Здесь E_i и $F_i(X, Y)$ - соответственно измеренная и теоретическая (из формы ливня) энергия в каждой ячейке, c - параметр, описывающий флуктуации ливня и непосредственно связанный с разрешением калориметра на основе свинцовых стекол ($\sqrt{c} \sim \sigma(E)/\sqrt{E}$, $c = 30$ МэВ), $q = 1$ МэВ² отвечает за шум электроники, $E_0 = \sum_i E_i$ - суммарная измеренная энергия ливня по области 3×3 ячейки.

Начальные значения параметров определялись как координаты центра тяжести ливня. Если в результате фитирования получена величина $\chi^2/N < 3$ (где N - число степеней свободы), то данный кластер рассматривался как одиночный ливень, и его энергия направлялась на величину утечек за область суммирования 3×3 ячейки по форме ливня.

• В противном случае рассматривалась гипотеза, что данный кластер состоит из двух перекрывающихся ливней, и в области 5×5 ячеек относительно максимума находился счетчик со второй по величине выделенной энергией. При поиске двух ливней нам необходимо определить шесть параметров: энергии и координаты каждого γ -кванта. Суммарная энергия и координаты X_c и Y_c центра тяжести кластера (всего три величины) фиксированы. Поэтому минимизация функционала χ^2 проводилась относительно трех параметров - асимметрии энергии двух ливней $Z_g = |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2)$, $\Delta X = X_1 - X_2$, $\Delta Y = Y_1 - Y_2$ в областях 3×3 ячейки относительно каждого из максимумов. Начальные значения ΔX и ΔY вычислялись из значений вторых центральных моментов M_{xx} , M_{yy} и M_{xy} . Начальное значение асимметрии энергии между ливнями $Z_g = (E_{max1} - E_{max2}) / (E_{max1} + E_{max2})$, где E_{max1} и E_{max2} - значения энергии в двух счетчиках кластера с наибольшим энерговыделением.

Критерием завершения работы алгоритма и выводом, что в данном кластере находятся два гамма кванта, а не один, являлось условие, что $\chi_{2\gamma}^2/N < 1$ или на 5 меньше, чем $\chi_{1\gamma}^2/N$. Если данное условие не выполнялось, то кластер описывался как одиночный. После этого проводилось повторное фитирование одиночного ливня, но уже в области 5×5 ячеек.

• После указанной процедуры сигналы в ячейках, использованных для фитирования, обнулялись и проводился поиск нового ливня по всей площади калориметра.

Необходимая для фитирования данных форма ливня получена экспериментально на электронном пучке с энергией 26.6 ГэВ и описывается аналитической функцией [17].

Данный алгоритм позволял разделять перекрывающиеся ливни даже в том случае, если расстояние между ними не превышало один счетчик. Для проверки алгоритма было проведено моделирование методом Монте-Карло. В **Таблице 1** показана эффективность алгоритма для энергии пары $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ.

Таблица 1. Эффективность алгоритма разделения перекрывающихся ливней при энергии $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ в зависимости от расстояния между γ -квантами.

Расстояние (в ячейках)	1.5	1.2	1.0
Эффективность (%)	91	88	71

При анализе экспериментальных данных использовались только ливни, для которых $\chi^2/N < 3$, асимметрия энергии Z_g меньше 0.8, а γ -квант находился на расстоянии не меньше половины счетчика от края детектора.

На **Рис. 4** показаны массовые спектры для двух калориметров. Четкие пики π^0 -мезона видны при всех значениях p_T в исследуемой области. Разрешение π^0 -мезона по массе составило 10 МэВ для дальнего калориметра EMC1 и от 12 до 17 МэВ для EMC2 при разных энергиях π^0 -мезона.

Алгоритм позволил эффективно восстанавливать π^0 -мезоны в детекторе EMC2 до поперечных импульсов $p_T = 3$ ГэВ/с. Распределение пар гамма-квантов в области масс π^0 -мезона по кинематическим переменным представлено на **Рис. 5а**. Распределение практически симметрично по x_F , среднее значение x_F равно нулю.

Для проверки качества данных была получена зависимость числа π^0 -мезонов, нормированное на прошедший через мишень пучок, от поперечного импульса (см. **Рис. 5б**). Результат находится в хорошем согласии с измерениями инвариантных сечений инклюзивного образования заряженных π -мезонов при $p_T > 1.8$ ГэВ/с, полученных на установке ФОДС (Протвино) при энергии 70 ГэВ [18], в которых коэффициент показателя экспоненты сечения π^+ - и π^- -мезонов составил -5.68 ± 0.02 и -5.88 ± 0.02 $(N/(\text{ГэВ}/\text{с}))^{-1}$ соответственно.

Вычисление односпиновой асимметрии

Односпиновая асимметрия A_N для EMC1, расположенного слева по пучку, определяется как

$$A_N(x_F, p_T) = \frac{1}{P_{target}} \cdot \frac{1}{\langle \cos\phi \rangle} \cdot \frac{\sigma_{\uparrow}^H(x_F, p_T) - \sigma_{\downarrow}^H(x_F, p_T)}{\sigma_{\uparrow}^H(x_F, p_T) + \sigma_{\downarrow}^H(x_F, p_T)} \quad (4)$$

P_{target} – поляризация мишени, $\cos\phi$ – азимутальный угол между нормалью к плоскости, задаваемой вектором поляризации мишени и пучком, и направлением вылета π^0 -мезона. σ_{\uparrow}^H и σ_{\downarrow}^H – сечения образования π^0 -мезонов при противоположных значениях поляризации мишени. В нашем случае азимутальный угол, в котором регистрировались π^0 -мезоны находился в диапазоне $0 \pm 15^\circ$, поэтому значение $\cos\phi$ принималось равным 1 во всем диапазоне.

Реально измеряемая в эксперименте асимметрия A_N^{raw} для детектора, расположенного слева по направлению пучка, связана с A_N соотношением

$$A_N = \frac{D}{P_{target}} \cdot A_N^{raw} = \frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (5)$$

где D – фактор разбавления мишени, n_{\uparrow} и n_{\downarrow} – нормированные на монитор числа зарегистрированных π^0 -мезонов при противоположных значениях поляризации мишени.

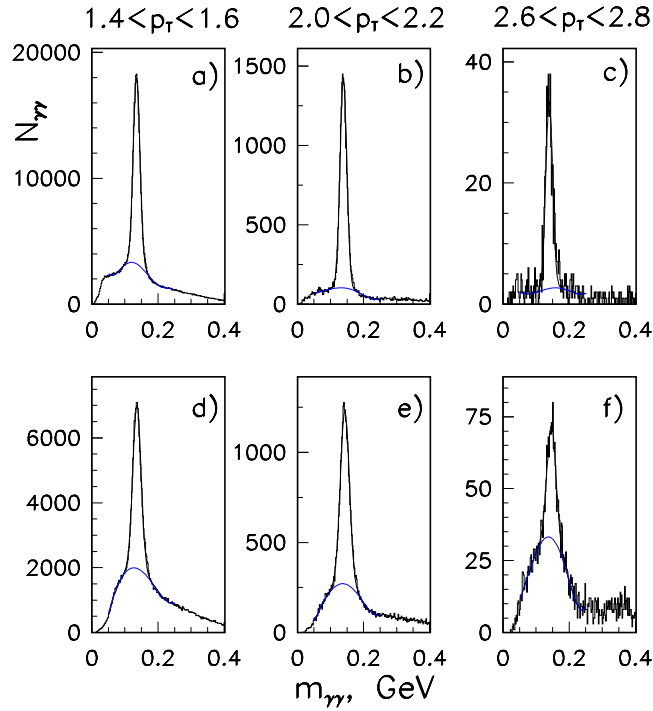


Рис. 4. Массовые спектры для EMC1 (a – c) и EMC2 (d – f) для разных интервалов поперечных импульсов p_T .

Для детектора EMC2, размещенного справа по ходу пучка, асимметрия вычисляется с противоположным знаком.

При измерении асимметрии может возникнуть дополнительная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторных счетчиков либо другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии и асимметрии фона. Метод устранения систематического сдвига, основанный на допуще-

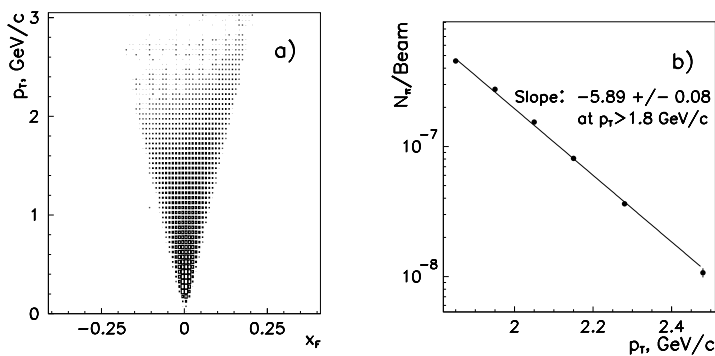


Рис. 5. Двумерное распределение π^0 -мезонов по p_T и x_F (a) и зависимость относительного сечения от p_T (b), $Beam$ – число пучковых частиц, прошедших через мишень. Разрешение по p_T составляет 0.08 ГэВ/с.

нии, что асимметрия фона (пар γ -квантов вне массового пика π^0 -мезонов) равна нулю, подробно описан в работе [10].

Анализ ложной асимметрии

Ложная асимметрия определяется прежде всего дрейфом энергетической шкалы калориметра, что приводит к неточному восстановлению кинематических параметров пары γ -квантов. Нестабильность энергетической шкалы калориметра была меньше 0.1% для EMC1 и 0.15% для EMC2. При этом ложная асимметрия, определяемая нестабильностью энергетической шкалы, была менее 0.2% и 0.3% для сырой асимметрии для двух калориметров (соответственно 2% и 3% в измеряемой величине с учетом фактора разбавления и поляризации мишени $D/P \sim 10$).

Для оценки ложной асимметрии статистика при одинаковом направлении вектора поляризации мишени разбивалась на два равных ансамбля событий, и находилась асимметрия для этих наборов данных.

Результат вычисления ложной асимметрии для обоих калориметров приведен на **Рис. 6**. Ложная асимметрия равна нулю в пределах ошибок.

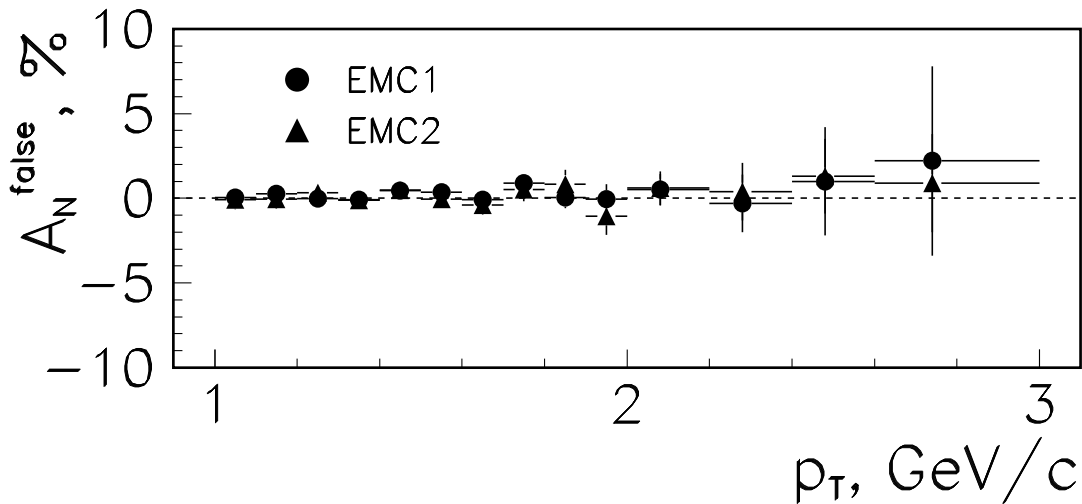


Рис. 6. Зависимость “сырой” ложной асимметрии от p_T .

Чтобы убедиться в совместимости данных по асимметрии A_N^{raw} , мы сравнили результаты измерений для двух детекторов (см. **Рис. 7**). Асимметрия для двух калориметров совпадает в пределах ошибок для всего диапазона поперечных импульсов, что также указывает на незначительную ложную асимметрию.

Определение фактора разбавления

Для получения окончательного значения асимметрии согласно (5) необходимо определить фактор разбавления мишени. Процедура вычисления фактора разбавления D

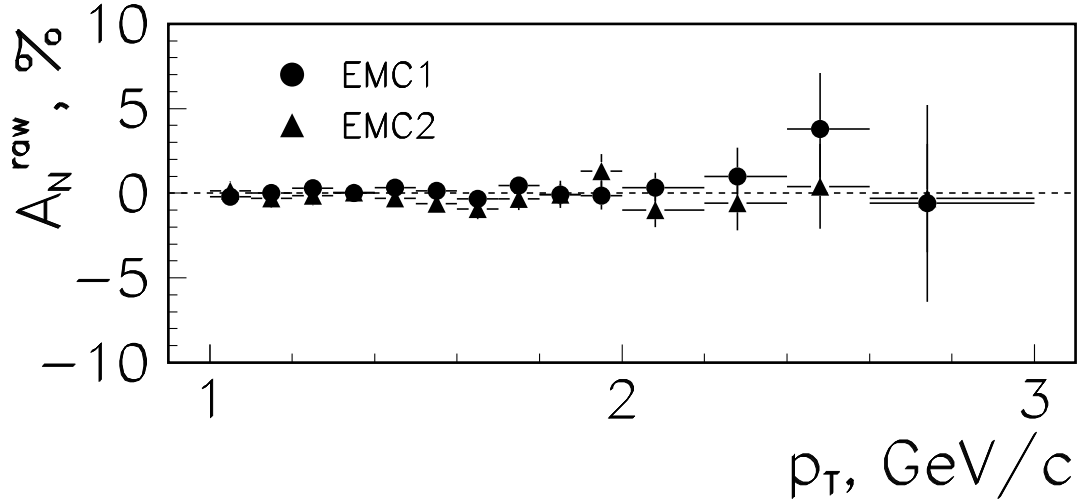


Рис. 7. A_N^{raw} для двух детекторов.

подробно описана в работе [10]. Для проверки расчетов были использованы результаты измерений фактора разбавления, проведенных ранее [2]. Результаты представлены в **Таблице 2**.

В области $1.2 < p_T < 2.0$ ГэВ/с фактор разбавления равен 8.1 ± 0.5 , и его значение возрастает до 10.1 ± 2.5 при $p_T > 2.6$ ГэВ/с. В этом сеансе на меньшей статистике мы проверили фактор разбавления. Он хорошо совпадает с прошлыми специальными измерениями и расчетными значениями. Так, при $p_T \sim 1.8$ ГэВ/с $D = 8.4 \pm 1.2$, а при $p_T \sim 2.1$ ГэВ/с фактор разбавления $D = 9.2 \pm 1.5$.

При вычислении асимметрии мы использовали расчетные коэффициенты из **Таблицы 2** без учета ошибок.

Таблица 2. Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса.

p_T	D из [2]	D для вычисления
$1.2 < p_T < 1.4$	8.0 ± 1.0	8.1
$1.4 < p_T < 1.6$	8.1 ± 1.2	8.1
$1.6 < p_T < 1.8$	8.1 ± 0.7	8.1
$1.8 < p_T < 2.0$	8.2 ± 0.9	8.3
$2.0 < p_T < 2.2$	8.8 ± 1.3	8.7
$2.2 < p_T < 2.4$	9.2 ± 1.6	9.1
$2.4 < p_T < 2.6$	9.5 ± 2.0	9.5
$2.6 < p_T < 3.2$	10.1 ± 2.5	10.2

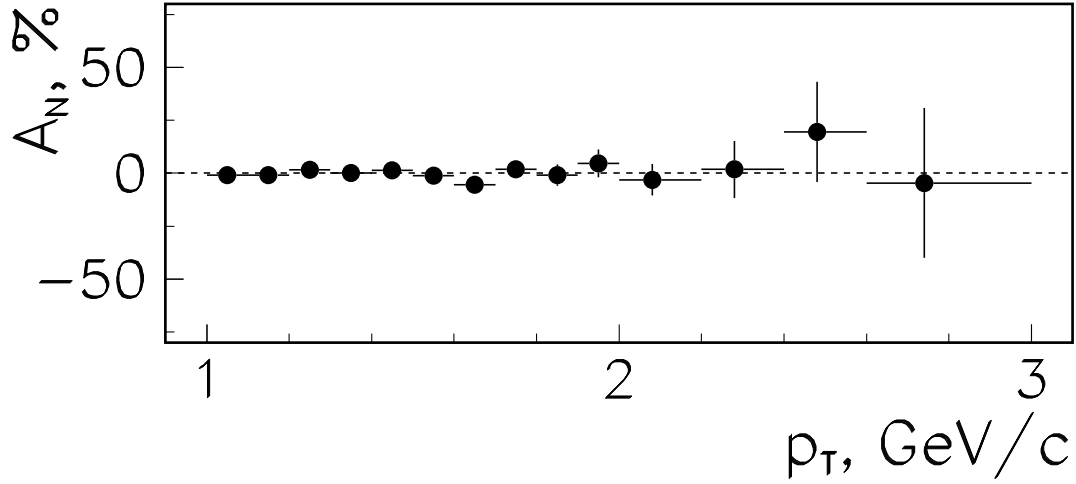


Рис. 8. Зависимость суммарной (для обоих детекторов) асимметрии A_N от поперечного импульса.

Результаты

На **Рис. 8** и в **Таблице 3** показана асимметрия, просуммированная для двух калориметров. Во всем диапазоне измерений асимметрия совпадает с нулем.

Таблица 3. Асимметрия в зависимости от поперечного импульса.

$\langle p_T \rangle$	$A_{sum}, \%$	$\langle p_T \rangle$	$A_{sum}, \%$
1.05	-1.0 ± 3.2	1.75	1.7 ± 4.1
1.15	-0.8 ± 3.2	1.85	-0.8 ± 5.0
1.25	1.5 ± 3.1	1.95	4.7 ± 6.6
1.35	0.2 ± 3.0	2.08	-3.1 ± 7.4
1.45	1.3 ± 3.0	2.28	1.7 ± 13.4
1.55	-1.1 ± 3.0	2.48	19.5 ± 23.6
1.65	-5.4 ± 3.5	2.74	-4.7 ± 35.4

Обсуждение результатов.

Сравнение с другими результатами

Асимметрия A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов в pp взаимодействии в центральной области ранее измерялась в двух экспериментах (при 24 и 200 ГэВ). Результаты исследований приведены на **Рис. 9**. Измеренная нами асимметрия A_N в реакции $p+p_T \rightarrow \pi^0+X$ в пределах ошибок равна нулю во всем диапазоне. Таким образом, если существует за-

зависимость величины асимметрии от энергии, то измерения с целью поиска ненулевой асимметрии следует проводить при энергиях между 24 и 70 ГэВ.

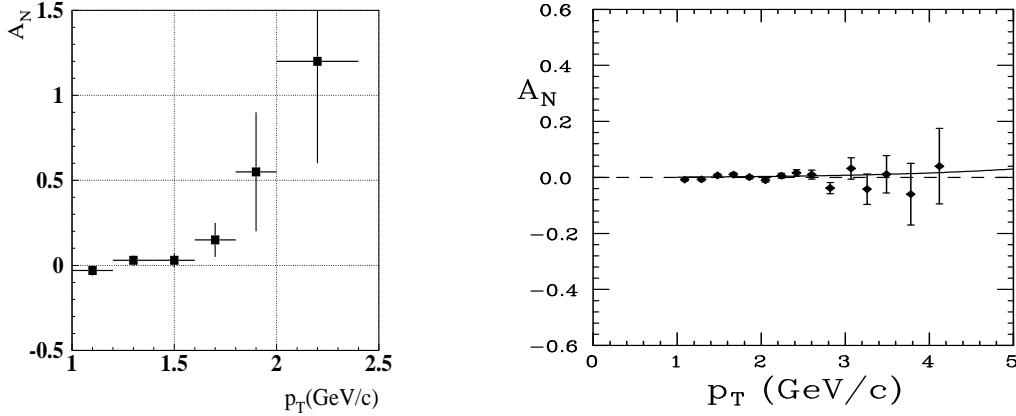


Рис. 9. Асимметрия при 24 ГэВ (ЦЕРН, слева) и 200 ГэВ (E704, ФНАЛ) в центральной области в $p\uparrow p$ взаимодействии. Экспериментальные данные для E704 при $|x_F| \leq 0.15$, взяты из [4]; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$.

С другой стороны, при 40 ГэВ в реакции $\pi^- + p\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области в эксперименте ПРОЗА-М (Протвино) величина измеренной асимметрии π^0 -мезонов достигала -30% при $p_T > 2.5$ ГэВ/с [3], что указывает на зависимость асимметрии от сорта взаимодействующих частиц.

Предсказания теоретических моделей

За последние десять лет во многом благодаря результатам эксперимента ПРОЗА-М [2,3] и E704 [4] были разработаны модели, в которых большие односпиновые асимметрии объясняются следующими механизмами:

- введением дополнительного поперечного импульса кварка k_T :
 - в *начальном состоянии* – несимметричность функции плотности распределения кварков для противоположных направлений поляризации протона (механизм Сиверса) [19]-[21];
 - в *конечном состоянии* – несимметричность функций фрагментации для противоположных направлений поляризации протона (механизм Коллинза) [22];
- вкладом высших твистов [23]-[28];
- влиянием орбитального момента:
 - валентных кварков (Берлинская модель) [29,30];
 - токовых кварков в конституентном кварке (кварковая модель для U-матрицы) [31];
- взаимодействием магнитного момента кварков с хромомагнитным полем [32,33];
- образованием резонансов или возбужденных состояний [34].

Обзоры данных моделей приведены в работах [30,35,36].

Практически все модели предсказывают малую по величине асимметрию в центральной области в реакции $p\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$. На **Рис. 9** в качестве примера показаны расчеты

Ансельмино для эксперимента E704 в центральной области [37]. Поведение асимметрии в моделях Коллинза и Сиверса при энергии 70 ГэВ должно мало отличаться от предсказаний для E704 [38].

Основной причиной малой асимметрии в данной реакции считается то, что в центральной области π^0 -мезон рождается, в основном, от глюонов. Так как вклад глюонной компоненты в поперечный спин протона в этих моделях должен быть мал, то и асимметрия не должна превышать несколько процентов. Однако, в таком случае не должно быть разницы между pp_{\uparrow} и $\pi^{-}p_{\uparrow}$ взаимодействием, в котором (правда при 40 ГэВ) обнаружена значительная (до -30%) асимметрия [3].

Поэтому мы должны предположить или значительный вклад взаимодействия кварков в рождение π^0 -мезонов, или, что динамика взаимодействий сильно меняется при увеличении энергии от 40 до 70 ГэВ. Если рассматривать вклад в асимметрию взаимодействия кварков, то в pp_{\uparrow} -взаимодействии из-за противоположных по знаку поляризаций u - и d -кварков в протоне и перемешивания каналов из поляризованного и неполяризованного протона происходит сокращение асимметрии. В случае $\pi^{-}p_{\uparrow}$ взаимодействия большая асимметрия может возникнуть при образовании π^0 -мезона из валентных \bar{u} -кварка от падающего π^{-} -мезона и u -кварка из поляризованного протона, тогда как вклад валентного d -кварка из протона в данном случае существенно подавлен.

Заключение

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

- Асимметрия в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ в области $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с равна нулю в пределах ошибок, что хорошо согласуется с результатами E704 при 200 ГэВ и отличается от результатов, полученных при 24 ГэВ в ЦЕРН, где обнаружена значительная асимметрия. Таким образом, асимметрия в области энергий от 70 до 200 ГэВ действительно мала и не зависит от энергии. Если существует зависимость асимметрии от энергии, то это происходит при изменении энергии пучка от 24 до 70 ГэВ.

- Сравнивая представляемые результаты с измерениями асимметрии в той же кинематической области при 40 ГэВ, но при рассеянии π^{-} -мезонов, можно сделать вывод, что асимметрия зависит от сорта взаимодействующих частиц. Иначе следует предположить значительное изменение динамики взаимодействия при изменении энергии пучка от 40 до 70 ГэВ.

- Предсказания теоретических моделей не противоречат полученным результатам.

Благодарности

Авторы глубоко признательны руководству ИФВЭ за поддержку в проведении исследований; Ускорительному отделению и отделу Пучков ИФВЭ за высокую эффективность работы У-70 и канала 14; М.Ансельмино, Д.Коллинзу, М.Рыскину, С.Трошину за полезные обсуждения; Н.И. Беликову, Ю.М. Гончаренко, В.А. Кормилицыну, Н.Е. Михалину, А.И. Мыснику за техническую поддержку во время проведения сеанса.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 03-02-16919.

Список литературы

- [1] J. Antille et al., Phys.Lett.,B94(1980),523
- [2] Н.С. Амоглобели и др., ЯФ, 50(1989),695
- [3] V.D. Apokin et al, Phys.Lett.,B243(1990),461
- [4] D.L. Adams et al, Preprint ИИЕР 94-88, Phys.Rev.D53:4747-4755,1996
- [5] Н.С. Борисов и др., Препринт ОИЯИ 1-80-98, Дубна, 1980
- [6] В.Д. Апокин и др. Препринт ИФВЭ 97-38, Instrum.Ехр.Tech.41:464-471,1998
- [7] А.А. Асеев и др., Препринт ИФВЭ 91-46, Протвино, 1991, Nucl. Instr. Meth., 1993, А330, р.39
- [8] А.П. Бугорский и др., Препринт ИФВЭ 00-11, Протвино, 2000; ПТЭ, 1(2001), стр. 14-24
- [9] G.A. Akopdjanov et al., Nucl.Instr.Meth,1977,v40,p.441; F. Binon et al., Nucl.Instr.Meth,1981,v188,p.507
- [10] А.Н. Васильев. и др., Препринт ИФВЭ 2003-21
- [11] Д.Л. Адамс и др., Препринт ИФВЭ 91-99
- [12] Ю.Б. Бушнин и др., Препринт ИФВЭ 72-49, Серпухов, 1972; О.И. Алферова и др., ПТЭ 1975 (4), с.56
- [13] С.А. Зимин и др., Препринт ИФВЭ 93-50, Протвино, 1993
- [14] Н.И.Беликов и др., Препринт ИФВЭ 87-58, Серпухов, 1987
- [15] Н.И. Беликов и др., Препринт ИФВЭ 97-51, Протвино, 1997
- [16] F. James and M. Roos MINUIT: a system for function minimization and analysis of the parameter errors and corrections, CERN-DD-75-20, Published in: Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343-367
- [17] А.А. Леднев, Препринт ИФВЭ 93-153, Протвино, 1993
- [18] В. Абрамов и др., Препринт ИФВЭ 84-88
- [19] D. Sivers, Phys.Rev. D41(1990),83
- [20] D. Sivers, Phys.Rev. D43(1991),261
- [21] Т.Т. Chou and С.Н. Yang, Nucl.Phys. B107(1976),1
- [22] J.C. Collins, Nucl.Phys. B396(1993), 161
- [23] A.V. Efremov and O.V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982) [Yad. Fiz. **36**, 242, (1982); Phys. Lett. **150B**, 383 (1985); Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 557 (1982); **39**, 962 (1984)[Yad. Fiz. **36**, 950 (1982); **39**, 1517, (1984)].

- [24] A.V. Efremov, V. Korotkiyan and O. Teryaev, *Phys. Lett.* **B348**, 577 (1995).
- [25] J.W. Qiu and G. Sterman, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2264 (1991); *Nucl. Phys.* **B378**, 52 (1992).
- [26] A. Schäfer, L. Mankiewicz, P. Gornicki and S. Güllenstern, *Phys. Rev.* **D47**, 1 (1993); B. Ehrnsperger, A. Schäfer, W. Greiner and L. Mankiewicz, *Phys. Lett.* **B321**, 121 (1994).
- [27] J. Qiu and G. Sterman, ITP-SB-98-28, BNL-HET-98-17, Jun 1998. Published in *Phys.Rev.D59:014004,1999* e-Print Archive: [hep-ph/9806356](#)
- [28] Y. Kanazawa and Y. Koike, *Phys. Lett.* **B490** (2000) 99; [hep-ph/0007272](#).
- [29] Meng Ta-Chung, in *Proc. of the 4th Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1991*
- [30] Zuo-tang Liang and C. Boros – *Int.J.Mod.Phys.A15:927-982,2000* [hep-ph/0001330](#)
- [31] S.M. Troshin, N.E. Tyurin - *Phys. Rev.* **D52:3862(1995)**, там же **D54:838,1996**
- [32] M.G. Ryskin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 708 (1988); D.I. D'yakanov and V.Yu. Petrov, *Sov. Phys. JETP*, **62**, 204 (1985).
- [33] В. Абрамов – Препринт ИФВЭ 1998-84, [hep-ph/0110152](#), *Eur. Phys. J.* **C14:427(2000)**
- [34] G. Musulmanbekov and M. Tokarev – in *Proc. of the VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1995*, pp.132
- [35] M. Anselmino et al, Talk given at 3rd Circum-Pan-Pacific Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 2001), Beijing, China, 8-13 Oct 2001. e-Print Archive: [hep-ph/0201076](#)
- [36] M. Anselmino, Lectures given at Advanced Study Institute on Symmetries and Spin (PRAHA SPIN 2001), Prague, Czech Republic, 15-28 Jul 2001. e-Print Archive: [hep-ph/0201150](#)
- [37] M. Anselmino and F.Murgia, *Phys.Lett.***B442(1998),470-478** ;[hep-ph/9808426](#)
- [38] М. Ансельмино, С. Трошин, Д. Коллинз – частные сообщения.

ОЭФ ИФВЭ

Представлены результаты по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при $x_F \approx 0$. Протоны с энергией 70 ГэВ выводились непосредственно из вакуумной камеры ускорителя при помощи изогнутого монокристалла. Независимо измеренная двумя детекторами односпиновая асимметрия равна нулю в пределах ошибок в диапазоне поперечных импульсов $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с. Это согласуется с результатами, полученными в Фермилабе при 200 ГэВ, но расходится с данными ЦЕРН при 24 ГэВ..

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТГХ**.

Редактор Е.Н.Горина

Технический редактор Н.В.Орлова

Подписано к печати 8 марта 2000 Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. Уч.-изд.л. Тираж Заказ Индекс 3649 ЛР т020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2003-22, И Ф В Э, 2003
