Измерение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0-мезонов при 40 ГэВ в области фрагментации поляризованной мишени.

(Сотрудничество ПРОЗА-2)

А. Н. Васильев, В. Н. Гришин, А. А. Деревщиков, В. И. Кравцов, Ю. А. Матуленко, В. А. Медведев, Ю. М. Мельник, А. П. Мещанин, Д. А. Морозов, В. В. Мочалов, А. И. Мысник, Л. В. Ногач, С. Б. Нурушев, А. Ф. Прудкогляд, П. А. Семенов, Л. Ф. Соловьев, $\boxed{\text{В. Л. Соловьянов}}$, М. Н. Уханов, Ю. В. Харлов, В. Ю. Ходырев, Б. В. Чуйко, К. Е. Шестерманов, А. Е. Якутин

Институт Физики Высоких Энергий, Протвино, Россия

Н. С. Борисов, В. Н. Матафонов, А. Б. Неганов, Ю. А. Плис, Ю. А. Усов, А. Н. Федоров

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

А. А. Луханин

Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина

Представлены результаты по измерению односпиновой асимметрии A_N инклюзивного рождения π^0-мезонов в области фрагментации поляризованной мишени в реакции $\pi^- p_\uparrow \to \pi^0 X$ при энергии пучка 40 ГэВ. $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$ при $-0.8 < x_{\mathrm{F}} < -0.4$ и $1 < p_T < 2$ ГэВ/с и сравнима с нулем при $-0.4 < x_{\mathrm{F}} < -0.1$ и p_T в диапазоне $0.5 - 1.5$ ГэВ/с. Асимметрия становится отличной от нуля при импульсе π^0-мезона в системе центра масс около 1.75 ГэВ/с как в центральной области, так и в области фрагментации мишени. Поведение асимметрии сходно с результатами экспериментов E704 (ФНАЛ, 200 ГэВ) и STAR (БНЛ, 20 ТэВ) в области фрагментации поляризованного протонного пучка.

ВВЕДЕНИЕ

Понятие спина является одной из фундаментальных характеристик элементарных частиц. С созданием поляризованных мишеней и поляризованных пучков изучение спиновых эффектов стало одной из важнейших областей физики высоких энергий.

С точки зрения пертурбативной квантовой хромодинамики при больших энергиях и больших переданных импульсах поперечные односпиновые эффекты должны были бы стремиться к нулю. Но уже первые эксперименты с поляризованными мишенями опровергли это ожидание. Была обнаружена значительная асимметрия в упругих реакциях и реакциях перезарядки. Эксперименты в *области фрагментации поляризованного пучка*, проведенные в АНЛ, также обнаружили значительные эффекты при энергии пучка 6 и 12 ГэВ в реакции $p_\uparrow + p \to \pi^\pm + X$ [1, 2]. Детальное изучение асимметрии было проведено в 1990 году в Фермилабе при энергии 200 ГэВ (эксперимент E704), где асимметрия π-мезонов в области фрагментации пучка была значительной [3]. В конце 90-х годов в БНЛ в эксперименте E925 с использованием поляризованного протонного пучка с энергией 22 ГэВ абсолютное значение асимметрии инклюзивного образования заряженных пионов достигало 40% [4].

Основная цель эксперимента ПРОЗА-2 [5] заключалась в измерении асимметрии в области *фрагментации поляризованной мишени*. Ранее эксперименты в данной кинематической области не проводились. Особенностью данного эксперимента являлось то, что в отличие от всех предыдущих экспериментов по поиску асимметрии инклюзивного рождения π^0-мезонов, когда измерения проводились либо в области фрагментации при больших продольных импульсах $x_{\mathrm{F}} \gg x_T$ ($x_{\mathrm{F}} \approx 2p_L/\sqrt{s}$ – переменная Фейнмана, $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$, где p_L и p_T – продольный и поперечный импульсы вторичной частицы), либо в центральной области ($x_{\mathrm{F}} \approx 0$), в данном эксперименте вклад обеих составляющих импульса, поперечной и продольной, значителен.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на 14-ом канале ускорительного комплекса У-70, на установке ПРОЗА-2. В эксперименте измерялась асимметрия инклюзивного рождения π^0-мезонов в реакции

$$\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X \tag{1}$$

при энергии пучка 40 ГэВ.

Установка состояла из пучковой аппаратуры, поляризованной мишени и электромагнитного калориметра. Схема экспериментальной установки приведена на **Рис. 1**.

Установка подробно описана в работе [6].

1.1. Формирование пучка и пучковая аппаратура

Пучок отрицательных частиц, образованных на внутренней мишени, отклонялся магнитным полем ускорителя в направлении 14-го канала. Система из трех магнитов и восьми линз позволяла выбрать частицы определенной энергии и сфокусировать полученный пучок на поляризованную мишень установки. Сформированный пучок состоял из π^--мезонов ($\approx 98\%$), K^--мезонов ($\approx 1.8\%$) и антипротонов ($\approx 0.3\%$); интенсивность пучка – 10^6 частиц/цикл. Разброс частиц по импульсу составлял около 2% и определялся захватом импульсного коллиматора.

Горизонтальный и вертикальный фокусы пучка находились близко к центру мишени. Размер пучка на мишени составляет $\sigma_x \simeq \sigma_y \simeq 3.5$ мм. Более 97% частиц пучка попадало в мишень, диаметр которой равен 18 мм.

Количество падающих на мишень частиц определялось тремя сцинтилляционными счетчиками S1–S3. Диаметр первых двух счетчиков 10 см, последнего, расположенного около мишени, равен 1.8 см.

Координата падающих на мишень пучковых частиц определялась двумя годоскопами H1 и H2, размещенными на расстоянии 8.7 и 3.2 м до центра мишени соответственно. Годоскоп H1 состоял из двух плоскостей, содержащих по 16 сцинтилляционных счетчиков с размерами $5 \times 5 \times 85$ мм^3; годоскоп H2 – из двух плоскостей по 12 счетчиков $2 \times 5 \times 40$ мм^3 (2 мм – в направлении перпендикулярном пучку).

1.1.1. Поляризованная мишень

В эксперименте использовалась поляризованная протонная мишень замороженного типа на основе пропандиола ($C_3H_8O_2$) [7]. Средняя поляризация ядер водорода при наборе статистики составляла 80%. Накачка поляризации (одновременно с ее реверсом) занимала около четырех часов и происходила в среднем один раз за 48 часов. В ИФВЭ был разработан специализированный компактный магнит для поляризованной мишени с высокой однородностью поля (до 10^{-4}) [8].

В мишени использовался тонкостенный горизонтальный криостат. Благодаря тонким боковым стенкам можно было регистрировать вторичные частицы с низкими энергиями. Это качество особенно важно при измерении асимметрии в области фрагментации мишени.

Отметим, что число атомов водорода составляет примерно $1/10$ от всего вещества мишени. Поэтому при вычислении асимметрии необходимо учитывать фактор разбавления мишени D, определяемый отношением общего числа взаимодействий пучка на мишени к числу взаимодействий на атомах водорода.

1.1.2. Электромагнитный калориметр

γ-кванты от распада π^0-мезонов регистрировались электромагнитным калориметром полного поглощения. Детектор состоял из 720-ти счетчиков из свинцового стекла ТФ1-00 [9], уложенных в виде прямоугольной матрицы (30 столбцов по 24 счетчиков в каждом). Калориметр находился на расстоянии ≈ 2.3 м от мишени. Счетчики размером $38 \times 38 \times 450$ мм^3 (18 радиационных длин) были обернуты алюминизированным майларом толщиной 20 мкм. Черенковский свет, возникающий в стекле от электромагнитного ливня, регистрировался 12-динодным фотоумножителем ФЭУ-84/3 с диаметром фотокатода 34 мм.

Для определения коэффициентов, связывающих сигнал в каждой ячейке детектора с энергией, выделившейся в этом счетчике, проводилась калибровка детектора электронным пучком с энергией 26.6 ГэВ [10]. Конструкция калориметра позволяла перемещать детектор в горизонтальном и вертикальном направлениях поперек пучка таким образом, что электронный пучок мог засветить все счетчики калориметра. Разрешение калориметра составило $\sigma(E)/E = 2.5\%$ при данной энергии (вычтен импульсный разброс пучка 2%).

Для контроля за временной стабильностью калориметра использовалась мониторная система на основе светодиодов [11]. Мониторирование энергетической шкалы осуществлялось с помощью дополнительной калибровки на массу π^0-мезона с точностью 0.1% за 5 часов измерений.

Центральные счетчики ЕМС-720 располагались под углом 30° к центру мишени в горизонтальной плоскости в сеансе 1999 года для измерений при $-0.4 < x_{\rm F} < -0.1$ и под углом 40° в двух сеансах 2000 года для измерений при $-0.8 < x_{\rm F} < -0.3$.

1.2. Электронная аппаратура и триггер на поперечную энергию

Электронная аппаратура состояла из унифицированных модулей наносекундной электроники, блоков амплитудных преобразователей, пересчетных приборов, регистров и другой вспомогательной аппаратуры в стандарте СУММА [12].

Триггером нулевого уровня на падающую частицу являлось совпадение сигналов с трех сцинтилляционных счетчиков S1–S3. Требовалось также срабатывание в каждой из плоскостей годоскопов. Триггер вырабатывался в течение 60 нс, при условии, что в этот временной интервал не попадала вторая частица.

Был разработан триггер первого уровня (350 нс) на суммарное поперечное энерговыделение в калориметре. Часть сигнала с каждого счетчика (около 5%) направлялась на аналоговый сумматор с учетом угла, под которым этот счетчик виден из мишени. Для поправки на угол использовались шунтирующие сопротивления пропорциональные $sin\theta$, где θ – средний угол для данного столбца. Суммарный сигнал был, таким образом, пропорционален поперечной энергии $E_T = E \cdot sin\theta$, зарегистрированной детектором. Триггер для детектора был выставлен на уровне 1.1 ГэВ в сеансе 1999 года и 1.4 ГэВ в 2000 году.

В качестве электроники амплитудного анализа использовались 12-битные аналого-цифровые преобразователи П-267 [13]. Данные считывались компьютером на основе процессора MC68030 под управлением операционной системы реального времени OS-9 и передавались по локальной сети на отдельный компьютер для обработки данных “в линию” и архивации на магнитный носитель. За один цикл ускорителя с учетом эффективности работы системы сбора данных записывалось около 300 событий. Всего за тридцать дней набора статистики было записано около 100 млн. событий.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

При анализе данных эксперимента из всех зарегистрированных γ-квантов отбирались γ-кванты с энергией от 0.5 до 3.5 ГэВ. Средняя множественность регистрируемых γ-квантов была ≈ 1.3.

2.1. Моделирование электромагнитного ливня в калориметре

Для проверки алгоритма восстановления гамма-квантов и π^0-мезонов было проведено моделирование электромагнитных ливней в свинцовом стекле в рамках программы GEANT3.21 [14]. Моделировался черенковский свет с учетом его прохождения через вещество, отражения света от поверхности кристалла, обернутого майларом, а также квантовые характеристики ФЭУ-84/3. Число фотоэлектронов составило ~ 1000 ГэВ$^{-1}$, что соответствует экспериментальным результатам для данного типа стекла [15].

В результате моделирования обнаружено, что при регистрации низкоэнергичных γ-квантов теряется значительная (до 20%) доля энергии, в основном, из-за порога регистрации электроники. Зависимость отношения регистрируемой энергии к истинной показана на **Рис. 2**. На этом же рисунке показано, что эффективность реконструкции электромагнитных ливней в калориметре в отсутствие фона близка к 100% при энергиях выше 0.8 ГэВ и превышает 80% при энергии 0.5 ГэВ.

2.2. Характеристики восстановленных π^0-мезонов

Поправки к энергии ливня, полученные при моделировании, позволили учесть потери энергии и правильно восстановить энергию и массу π^0-мезона. На **Рис. 3** показан массовый спектр пары гамма-квантов, ширина которого σ_m составляет около 15 МэВ/с^2.

Выбранная геометрия и триггер позволили регистрировать π^0-мезоны в области фрагментации мишени при поперечных импульсах более 0.5 ГэВ/с. Распределение пар гамма-квантов в области масс π^0-мезона по кинематическим переменным представлено на **Рис. 4**. Видна корреляция между p_T и x_{F}.

2.3. Алгоритм вычисления односпиновой асимметрии

Физически наблюдаемая величина, односпиновая асимметрия A_N определяется как

$$A_N(x_{\mathrm{F}}, p_T) = \frac{1}{P_{target}} \cdot \frac{1}{< cos\phi >} \cdot \frac{\sigma_{\uparrow}^{H}(x_{\mathrm{F}}, p_T) - \sigma_{\downarrow}^{H}(x_{\mathrm{F}}, p_T)}{\sigma_{\uparrow}^{H}(x_{\mathrm{F}}, p_T) + \sigma_{\downarrow}^{H}(x_{\mathrm{F}}, p_T)}, \qquad (2)$$

где P_{target} – поляризация мишени, $cos\phi$ – азимутальный угол между нормалью к плоскости, задаваемой осью пучка и направлением вылета π^0-мезона, и вектором поляризации мишени $\sigma_\uparrow^H$ и $\sigma_\downarrow^H$ – сечения образования π^0-мезонов на водороде при противоположных значениях поляризации мишени. В нашем случае азимутальный угол, в котором регистрировались π^0-мезоны находился в диапазоне $180 \pm 15°$, поэтому значение $cos\phi$ принималось равным -1.

Реально измеряемая в эксперименте сырая асимметрия A_N^{raw} для детектора, расположенного справа по направлению пучка, связана с A_N следующим выражением

$$A_N = \frac{D}{P_{target}} \cdot A_N^{raw} = \frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_\downarrow - n_\uparrow}{n_\downarrow + n_\uparrow} \tag{3}$$

где D – фактор "разбавления" мишени, $n_\downarrow$ и $n_\uparrow$ – нормированные на монитор числа π^0-мезонов, образованных на пропандиоловой мишени при противоположных направлениях вектора поляризации.

В качестве монитора использовалось количество частиц, прошедших через мишень установки с учетом эффективности годоскопов, а именно, число триггеров T_0, вырабатывавшихся при одновременном срабатывании телескопа из трех сцинтилляционных счетчиков и каждой плоскости годоскопов.

При измерении асимметрии может возникнуть дополнительная аппаратурная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторных счетчиков либо другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии и аппаратурной асимметрии A_{backgr}.

$$A_{2\gamma}^{measured} = k \cdot A_{\pi^0}^{real} + A_{backgr}, \tag{4}$$

где k – относительное число π^0-мезонов, зависящее от массы пары γ-квантов. Для того, чтобы избавиться от этого систематического сдвига асимметрии, был разработан метод, основанный на допущении, что асимметрия фона равна нулю. Под асимметрией фона A_{backgr} подразумевается асимметрия пар гамма-квантов вне массового пика π^0-мезонов. Основанием для такого допущения служат результаты ранее проведенных экспериментов ПРОЗА-М и E704. Асимметрия A_N для пар γ-квантов вне массы π^0-мезона для эксперимента E704 равна $A_N = -1.0 \pm 0.8\%$ [16], а для эксперимента ПРОЗА-М сырая асимметрия вне массового пика π^0-мезона, усредненная по интервалу $1.8 < p_T < 3.2$ ГэВ/с, равна $0.04 \pm 0.4\%$ [17]. В наших расчетах мы считали асимметрию фона $A_{backgr} = 0$ без учета ошибок измерения.

Чтобы подавить систематические ошибки, связанные с нестабильностью работы электроники, из обработки по всей статистике были выключены “горячие” счетчики, то есть счетчики, которые в среднем срабатывали значительно чаще, чем соседние, хотя бы на одном ансамбле событий. Проверка “горячих” счетчиков проводилась для трехчасовых интервалов времени. Всего было отбраковано две группы по 16 счетчиков, соответствующие двум АЦП, и девять отдельных счетчиков. Также следует отметить, что отбирались только кластеры, описываемые известной из экспериментальных данных формой электромагниного ливня.

Пример вычисления асимметрии $A^{raw}_{\pi^0}$ показан на **Рис. 5**. Асимметрия получается как отношение разности нормированных значений числа пар $n_{\downarrow} - n_{\uparrow}$ γ-квантов в зависимости от их массы при двух разных направлениях вектора поляризации мишени к их сумме $n_{\downarrow} + n_{\uparrow}$. Асимметрия фона A_{backgr} фитируется вне массового пика. Полученная величина вычитается из измеренной в каждой точке асимметрии $A^{measured}_{2\gamma}$. В результате мы получаем зависимость сырой асимметрии $A^{raw}_{N}(2\gamma)$ от массы. Полученное распределение фитируется с учетом весового коэффициента k для π^0-мезонов в каждой точке массового спектра.

Систематическая ошибка данного метода определяется, в основном, статистикой пар γ-квантов вне области масс π^0-мезона и для разных интервалов по x_{F} составляла от 50 до 100% от статистической ошибки определения числа π^0-мезонов. В представленных в этой работе результатах ошибка включает как статистическую, так и систематическую ошибки.

2.4. Анализ ложной асимметрии

Ложная асимметрия определяется дрейфом энергетической шкалы калориметра и связанным с этим неточным восстановлением кинематических параметров пары γ-квантов. Сечение инклюзивного образования π^0-мезонов сильно зависит от p_T. Поэтому разница энергетической шкалы детектора в 1% между положительным и отрицательным направлением поляризации мишени приводит к сырой ложной асимметрии на уровне 2%, то есть к ложной асимметрии 20% с учетом фактора разбавления. В нашем случае нестабильность энергетической шкалы калориметра была меньше 0.1%. Таким образом, ложная асимметрия, определяемая нестабильностью энергетической шкалы была менее 0.2% для сырой асимметрии и 2% в измеряемой величине (с учетом фактора разбавления и поляризации мишени $D/P_{target} \sim 10$).

Для оценки величины ложной асимметрии статистика при одинаковом значении поляризации мишени разбивалась на две равные части, и находилась асимметрия для этих наборов событий, условно приписывая этим двум ансамблям событий разные знаки поляризации мишени. Результат вычисления ложной асимметрии для одного из трех сеансов представлен на **Рис. 6**.

В пределах ошибок ложная асимметрия равна нулю. Такой же результат получен и для других сеансов. Однако, значения ошибок достаточно велики. Для того, чтобы убедиться в совместимости данных при разных измерениях, мы сравнили результаты по асимметрии для трех сеансов, проведенных в разное время. Результаты измерений совпадают в пределах ошибок.

2.5. Определение фактора разбавления

Для вычисления физически наблюдаемой асимметрии A_N по формуле (3) необходимо определить фактор разбавления мишени. Для этого следует знать процентный состав веществ в мишени. Также взаимодействия могут происходить на железных стенках мишени общей толщиной 0.3 мм. Сечение инклюзивного рождения заряженных π-мезонов пропорционально A^{α}, при этом α находится в интервале от 0.85 до 1.2 (при $p_T > 1$ ГэВ/с) [18]. Расчеты показывают, что фактор разбавления должен меняться от ~ 8 до ~ 10.5 при изменении поперечного импульса p_T от 1.0 до 3.0 ГэВ/с. Для проверки расчетов были использованы результаты измерения фактора разбавления, полученные в предыдущих сеансах [17]. Проводились специальные измерения на "пустой мишени" и углеродном эквиваленте мишени. Эффект на неполяризованной пропандиоловой мишени получался как средний эффект для двух направлений вектора поляризации мишени. Данные измерений представлены в **Таблице 1**. Следует отметить, что мы ведем исследования на одной и той же поляризованной мишени с одним и тем же веществом. В 1996 году на меньшей статистике мы еще раз измерили фактор разбавления. При $p_T \sim 1.8$ ГэВ/с $D = 8.4 \pm 1.2$, а при $p_T \sim 2.1$ ГэВ/с $D = 9.2 \pm 1.5$, что хорошо согласуется с предыдущими результатами. Мы использовали в расчетах значение $D = 8.1$.

2.6. Измеренное значение асимметрии

Окончательные результаты с учетом фактора разбавления и поляризации мишени приведены на **Рис. 7** и в **Таблице 2**. При вычислении физически наблюдаемой асимметрии A_N ошибки определения фактора разбавления D и поляризации мишени, которые составляют около 10%, не учитывались.

Асимметрия в области $-0.8 < x_{\rm F} < -0.4$ составляет $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$. При $-0.4 < x_{\rm F} < -0.1$ асимметрия сравнима с нулем.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

3.1. Сравнение с другими экспериментальными данными

Асимметрия инклюзивно рожденных π^0-мезонов в области фрагментации поляризованной частицы измерялась также в экспериментах E704 при 200 ГэВ и в БНЛ при 20 ТэВ в системе покоя мишени [19] (если пересчитать энергию в системе центра масс с двумя сталкивающимися пучками с энергиями 100 ГэВ коллайдера RHIC в энергию пучка в лабораторной системе). Результаты трех экспериментов в области *фрагментации поляризованной частицы* приведены в **Таблице 3**.

Во всех экспериментах абсолютное значение асимметрии возрастает с ростом $|x_{\rm F}|$ и при больших значениях $|x_{\rm F}|$ достигает $10 - 15\%$. Отсюда можно заключить, что асимметрия инклюзивно образованного π^0-мезона в области фрагментации поляризованного протона практически не зависит от энергии в диапазоне 40-20000 ГэВ в лабораторной системе. Измеренная анализирующая способность в данной реакции довольно высока, $10 - 15\%$, а сечение образования π^0-мезонов велико. Таким образом, данная реакция может использоваться для измерения поляризации протонных пучков.

Ранее в эксперименте ПРОЗА-М измерялась асимметрия A_N в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ при импульсе пучка 40 ГэВ/с в центральной области [17]. Асимметрия при этом возрастала по модулю с ростом p_T и достигала -30%. Точка пересечения асимметрией нуля (при фитировании линейной функцией) соответствовала $p_T^0 = 1.67 \pm 0.09$ ГэВ/с. Чтобы сравнить наши новые результаты с работой [17], мы построили зависимость асимметрии от энергии π^0-мезона E в системе центра масс. Асимметрия начинает возрастать по модулю (см. **Рис. 8**) при $p_0 = 1.65 \pm 0.2$ ГэВ/с. Так как измерения в [17] проводились под углом 90° в системе центра масс, то в этих измерениях значение поперечного импульса p_T практически совпадает с импульсом π^0-мезона в системе центра масс. Таким образом, в обеих кинематических областях асимметрия по модулю начинает возрастать при одной и той же энергии π^0-мезона в системе центра масс.

3.2. Механизм появления асимметрии в разных теоретических моделях

В рамках пертурбативной КХД предсказывается нулевая асимметрия. Чтобы объяснить большие наблюдаемые односпиновые асимметрии Сиверс (Sivers) [20, 21] ввел дополнительный внутренний поперечный импульс $\boldsymbol{k}_T$ кварков в партонные функции распределения поляризованных нуклонов. Коллинз предположил, что дополнительный поперечный импульс появляется в функциях фрагментации $D_{\pi/c}$ [22]. Таким образом, в модели Сиверса односпиновая асимметрия возникает из-за спиновой засисимости взаимодействия в *начальном состоянии*, а в модели Коллинза – в *конечном состоянии*. Предсказания Ансельмино (Anselmino) односпиновой асимметрии A_N в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ для модели Коллинза [23] приведены на **Рис. 7** сплошной линией. Предсказание Ансельмино в рамках модели Сиверса слабо отличается от приведенной кривой.

Ефремов и Теряев [24, 25] предложили учесть вклад высших твистов, или кварк-глюонной корреляционной функции, которая отражает взаимодействие кварка с цветным полем адрона [26, 27]. Предсказания Кью (J. Qiu) и Штермана (Sterman) [28] в рамках данной модели также хорошо описыают данные в области фрагментации поляризованной частицы.

Возможность появления большой асимметрии также может быть связана с орбитальным моментом кварков. Трошин и Тюрин [29] предложили кварковую модель для U-матрицы, где основной вклад в асимметрию возникает за счет орбитального момента токовых кварков внутри конституентного кварка. На **Рис. 7** пунктирной и штрих-пунктирной линией приведены предсказания величины асимметрии для изучаемой реакции в рамках кварковой модели для U-матрицы [30].

Рыскин предложил модель, в которой асимметрия возникает из-за взаимодействия хромомагнитного момента кварка с хромомагнитным полем [31]. Абрамов, используя идею Рыскина, предложил свою модель [32], в рамках которой представляемые данные также хорошо описываются.

Обзоры основных моделей приведены в работах [33],[34],[35].

Стимулом к созданию и развитию этих моделей послужили результаты по асимметрии инклюзивного рождения π-мезонов экспериментов ПРОЗА в ИФВЭ [17] и E704 в Фермилабе [3]. Параметры моделей были выбраны таким образом, чтобы хорошо объяснить результаты E704. Так как представляемые результаты и данные E704 близки между собой, то они находятся в хорошем согласии с предсказаниями теоретических моделей.

Отметим также, что при малых значениях $|x_{\mathrm{F}}|$ большой вклад в сечение дает глюонная компонента, поэтому асимметрия при $|x_{\mathrm{F}}| < 0.4$ должна быть малой, так как поперечные глюонные функции слабо зависят от поляризации протона.

3.3. Выводы

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

- Впервые измерена асимметрия в инклюзивной реакции в области фрагментации поляризованной мишени. Измеренная асимметрия в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ равна $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$ при $-0.8 < x_{\mathrm{F}} < -0.4$ и p_T в диапазоне от 1 до 2 ГэВ/с.

- При $-0.4 < x_{\mathrm{F}} < -0.1$ ГэВ/с и p_T в диапазоне от $0.5 - 1.5$ ГэВ/с асимметрия сравнима с нулем.

- Измеренная нами асимметрия в области $|x_{\mathrm{F}}| > 0.4$ совместима в пределах ошибок с измерениями во ФНАЛ (E704, 200 ГэВ) и БНЛ (20 ТэВ в системе покоя мишени) в области фрагментации поляризованного протонного пучка при тех же значениях $|x_{\mathrm{F}}|$. Тем самым в эксперименте с фиксированной мишенью экспериментально установлено, что асимметрия возникает в области фрагментации поляризованного протона и не зависит от того, является ли этот протон пучковой частицей, или частицей мишени.

- инклюзивное рождение π^0-мезона в области фрагментации поляризованного протона является новой реакцией для поляриметрии с установленной экспериментально анализирующей способностью $\sim (10 - 15)\%$.

- Из сравнения с измерениями асимметрии под 90° в системе центра масс, следует, что абсолютное значение асимметрии в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ при 40 ГэВ начинает возрастать при одном и том же значении импульса π^0-мезона в системе центра масс $p_0 \approx 1.65$ ГэВ/с для двух различных кинематических областей.

- Существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.

3.4. Благодарности

Авторы глубоко признательны руководству ИФВЭ за поддержку в проведении исследований; Ускорительному подразделению и Отделу пучков за высокую эффективность работы У-70 и канала 14; В.В. Абрамову, М. Ансельмино, А.М. Зайцеву, Д. Коллинзу, М.Г. Рыскину, С.М. Трошину за полезные обсуждения; Ю.М. Гончаренко, В.А. Кормилицыну, Н.Е. Михалину за техническую поддержку во время проведения сеанса.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 03-02-16919.

---

1. R.D. Klem *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36**, 929 (1976).
2. W.H. Dragoset *et al.*, Phys. Rev. D **18**, 3939 (1978).
3. D.L. Adams *et al.*, Z.Phys.C **56**, 181 (1992).
4. C.E. Allgower *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 092008 (2002).
5. Н.И. Беликов *и др.*, Препринт 97-17, ИФВЭ, (Протвино, 1997).
6. V.D. Apokin *et al.*, Instrum.Exp.Tech. **41**, 464 (1998).
7. Н.С. Борисов *и др.*, Препринт 1-80-98, ОИЯИ (Дубна, 1980).
8. М.М. Бурхин *и др.*, ПТЭ **1**, 30 (1981);
   О.А. Грачев *и др.*, ПТЭ **3**, 189 (1993).
9. G.A. Akopdjanov *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **40**, 441 (1977).
10. Д.Л. Адамс и *др.*, Препринт 91-99, ИФВЭ (Протвино, 1991).
11. А.Н. Васильев *и др.*, Препринт 97-60, ИФВЭ (Протвино, 1997).
12. Ю.Б. Бушнин *и др.*, Препринт 72-49, ИФВЭ (Серпухов, 1972); О.И. Алферова и др., ПТЭ **4**, 56 (1975).
13. С.А. Зимин *и др.*, Препринт 93-50, ИФВЭ, (Протвино, 1993).

14. GEANT, *Detector Description and Simulation Tool* (Computing and Networks Division, CERN).
15. F. Binon *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **188**, 507 (1981).
16. сотрудничество E704, частное сообщение.
17. Н.С. Амаглобели *и др.*, ЯФ **50**, 695 (1989);
    V.D. Apokin et al, Phys. Lett. B **243**, 461 (1990).
18. Р.М. Суляев, Препринт 88-100, ИФВЭ (Протвино, 1990); *Int. Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics*, (Dubna, 1988), vol. 1, 237.
19. L.C. Bland, in *Proceedings of 15th International Spin Physics Symposium (SPIN 2002)*, Long Island, New York, 9-14 Sep 2002, hep-ex/0212013.
20. D. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
21. D. Sivers, Phys. Rev. D **43**, 261 (1991).
22. J.C. Collins, Nucl.Phys. B**396**, 161 (1993).
23. M. Anselmino, private communication;
    M. Anselmino, M. Boglione and F. Murgia, Phys. Rev. D **60**, 054027 (1999);
    M. Anselmino, M. Boglione and F. Murgia, Phys. Lett. B **362**, 164 (1995);
    M. Anselmino and F.Murgia, Phys. Lett. B **442**, 470 (1998); hep-ph/9808426.
24. A.V. Efremov and O.V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982) [ЯФ. **36**, 242, (1982)]; Phys. Lett. B **150**, 383 (1985); Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 557 (1982); **39**, 962 (1984) [ЯФ **36**, 950 (1982); **39**, 1517, (1984)].
25. A.V. Efremov, V. Korotkiyan and O. Teryaev, Phys. Lett. B **348**, 577 (1995).
26. J.W. Qiu and G. Sterman, Phys. Rev. Lett. **67**, 2264 (1991); Nucl. Phys. B **378**, 52 (1992).
27. A. Schäfer, L. Mankiewicz, P. Gornicki and S. Güllenstern, Phys. Rev. D **47**, 1 (1993); B. Ehrnsperger, A. Schäfer, W. Greiner and L. Mankiewicz, Phys. Lett. B **321**, 121 (1994).
28. J. Qiu and G. Sterman, Phys. Rev. D **59**, 014004 (1999).
29. S.M. Troshin, N.E. Tyurin – Phys. Rev. D **52**, 3862 (1995), Phys. Rev. D **54**, 838 (1996).
30. С.М. Трошин, частное сообщение.
31. M.G. Ryskin, Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 708 (1988).
32. В. Абрамов, Препринт 98-84, ИФВЭ (Протвино, 1998); hep-ph/0110152, Eur. Phys. J. C **14**, 427 (2000); V. Abramov, Preprint 2001-13, IHEP (Protvino, 2001); hep-ph/0111128.
33. Zuo-tang Liang and C. Boros, Int.J.Mod.Phys. A **15**, 927 (2000); hep-ph/0001330.

34. M. Anselmino, in *Lectures given at Advanced Study Institute on Symmetries and Spin (PRAHA SPIN 2001)*, Prague, Czech Republic, 15-28 Jul 2001, hep-ph/0201150.
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*; hep-ph/0201076.

Таблица 1. Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса.

p_T	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1	2.3	2.5	2.8
D из [17]	8.0 ± 1.0	8.1 ± 1.2	8.1 ± 0.7	$8.2 \pm 0.9.$	8.8 ± 1.3	9.2 ± 1.6	9.5 ± 2.0	10.1 ± 2.5

Таблица 2. Асимметрия в зависимости от x_F в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ при импульсе пучка 40 ГэВ/с.

$< x_\mathrm{F} >$	$< p_T >$, ГэВ/с	A_N, %
-0.133	0.8	0.4 ± 1.4
-0.258	1.1	-3.3 ± 2.4
-0.353	1.3	-1.0 ± 3.9
-0.446	1.5	-12.7 ± 4.8
-0.54	1.65	-14.4 ± 7.2
-0.69	1.8	-18.3 ± 11.9

Таблица 3. Результаты измерений A_N в области фрагментации поляризованных протонов в разных экспериментах при $1 < p_T < 2$ ГэВ/с.

Эксперимент	$\|A_N\|, \%$
E704, ФНАЛ [3]	12.4 ± 1.4
STAR, БНЛ [19]	14 ± 4
Данный эксперимент	13.8 ± 3.8

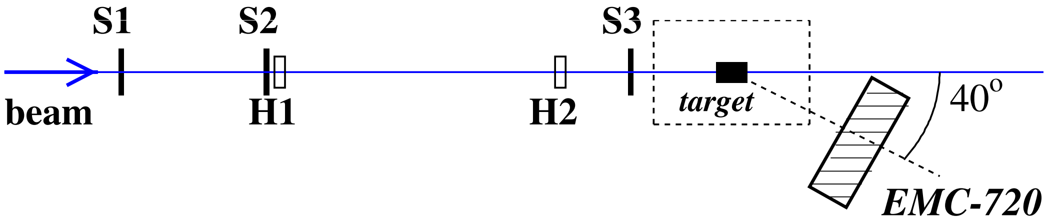
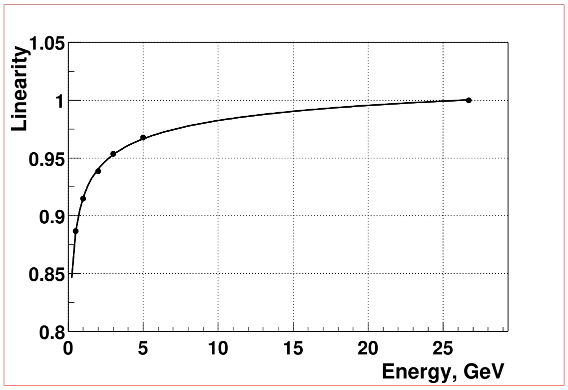


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ПРОЗА-2. S1-S3 – сцинтилляционные счетчики полного потока; H1-H2 – годоскопы; *target* – поляризованная мишень; EMC-720 – электромагнитный калориметр, расположенный под углом 40° или 30° к оси пучка.



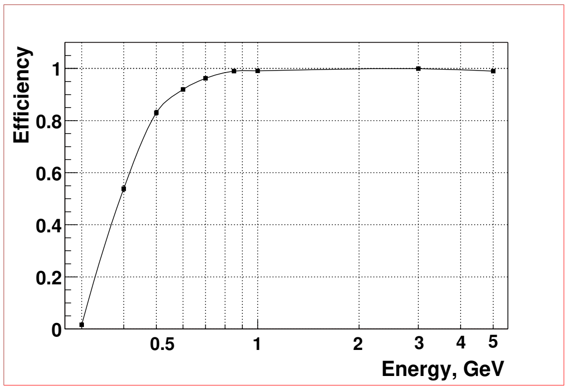


Рис. 2. Доля зарегистрированной калориметром энергии (слева) и эффективность восстановления электромагнитного ливня в детекторе (справа) от истинной энергии γ-кванта при моделировании.

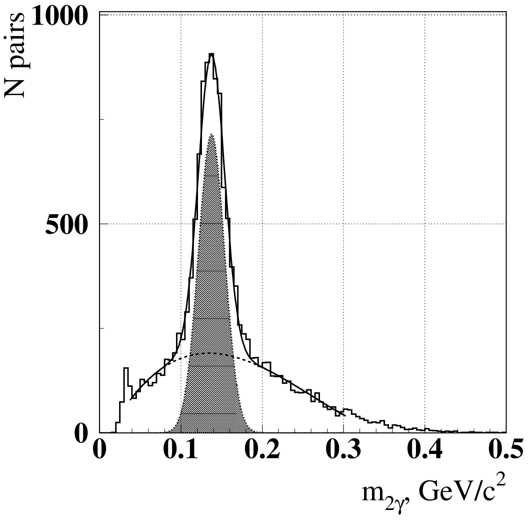


Рис. 3. Массовый спектр пар γ-квантов в EMC-720. Распределение фитировалось композицией функции Гаусса и полиномом третьей степени (сплошная линия); пунктирная линия – фон под массовым пиком π^0-мезона; закрашенная область – функция Гаусса, описывающая массовый спектр π^0-мезона.

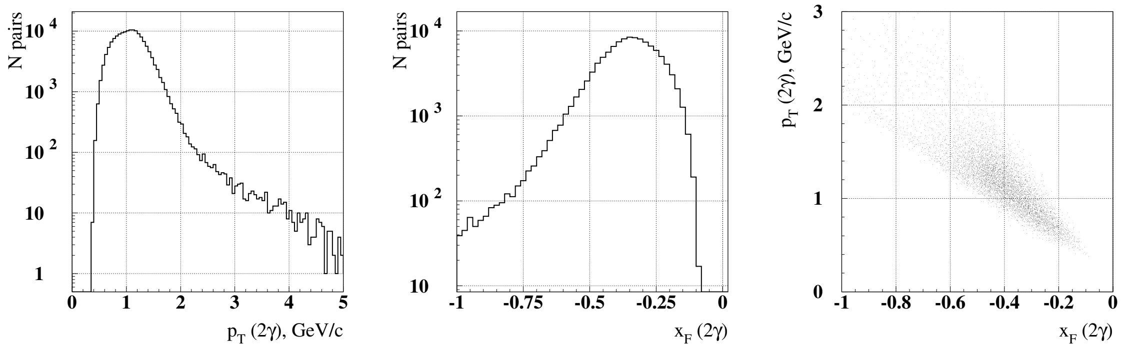


Рис. 4. p_T (слева), x_F (в центре) распределения пар гамма-квантов и зависимость p_T от x_F (справа) для EMC-720 в области масс π^0-мезона в осеннем сеансе 2000 г. Распределения приведены без учета эффективности реконструкции π^0-мезона.

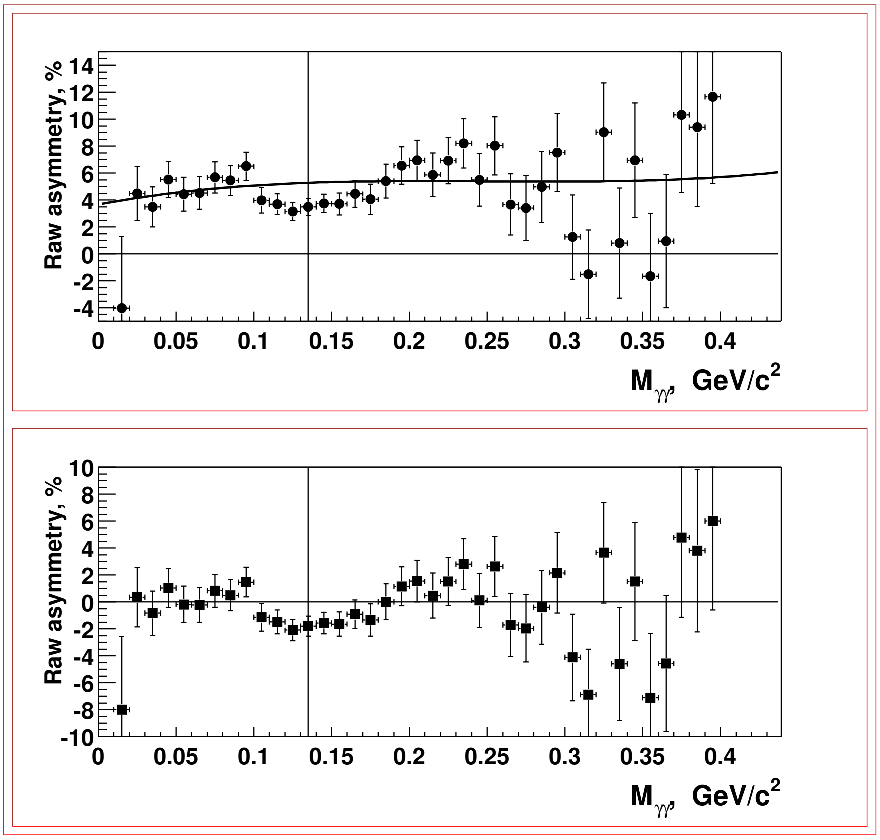


Рис. 5. Сырая асимметрия A^{raw} в зависимости от массы пары γ-квантов (сверху) и результат после вычитания асимметрии фона.

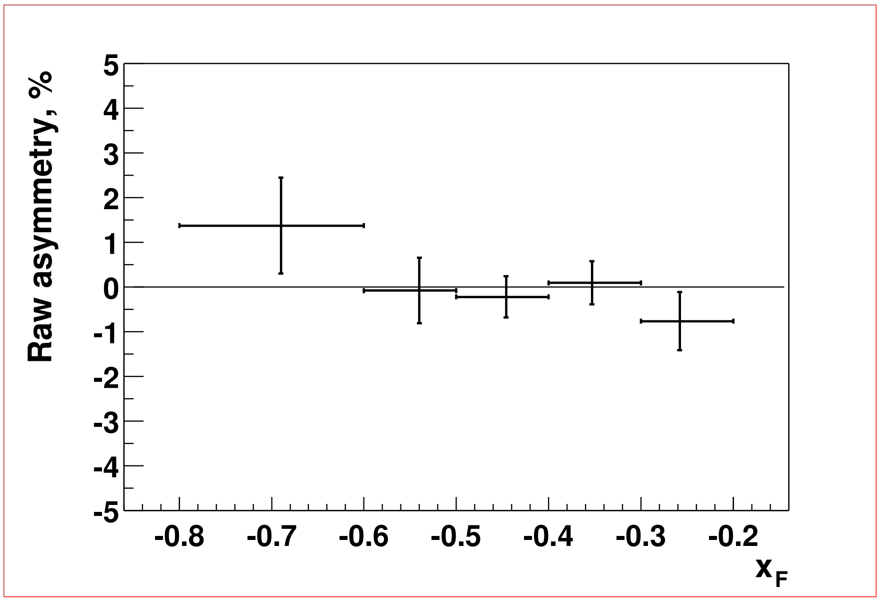


Рис. 6. Зависимость ложной асимметрии от x_{F} для сеанса весна 2000 г.

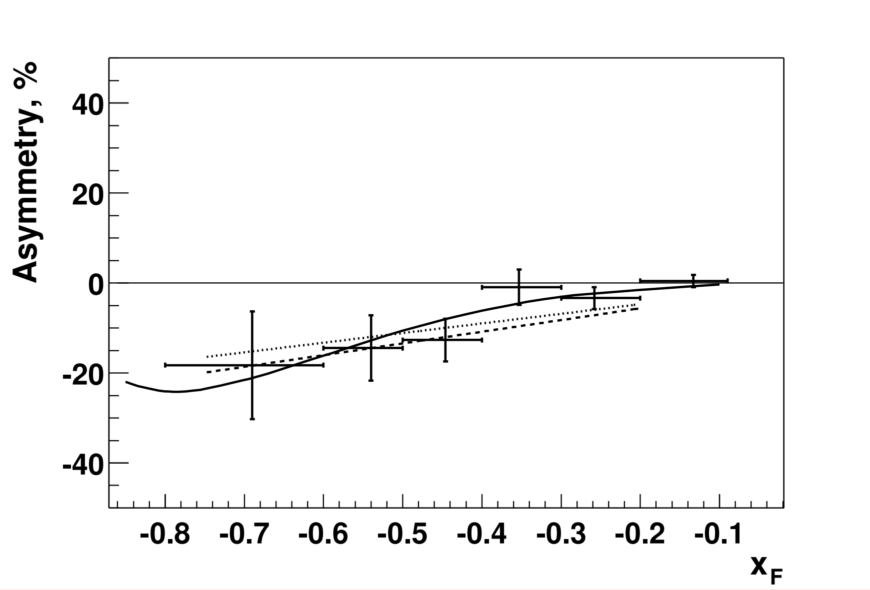


Рис. 7. Асимметрия A_N π^0-мезонов в области фрагментации мишени в зависимости от $x_{\rm F}$. Разрешение по $x_{\rm F}$ меняется от 0.03 при $-0.3 < x_f < -0.1$ до 0.07 при $-0.8 < x_{\rm F} < -0.6$. Сплошная линия — расчеты Ансельмино в рамках модели Коллинза [23]; пунктирные линии — предсказания кварковой модели для U-матрицы (две кривые приведены для разных значений значений $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle$ – среднего значения углового момента внутри конституентного кварка) [30].

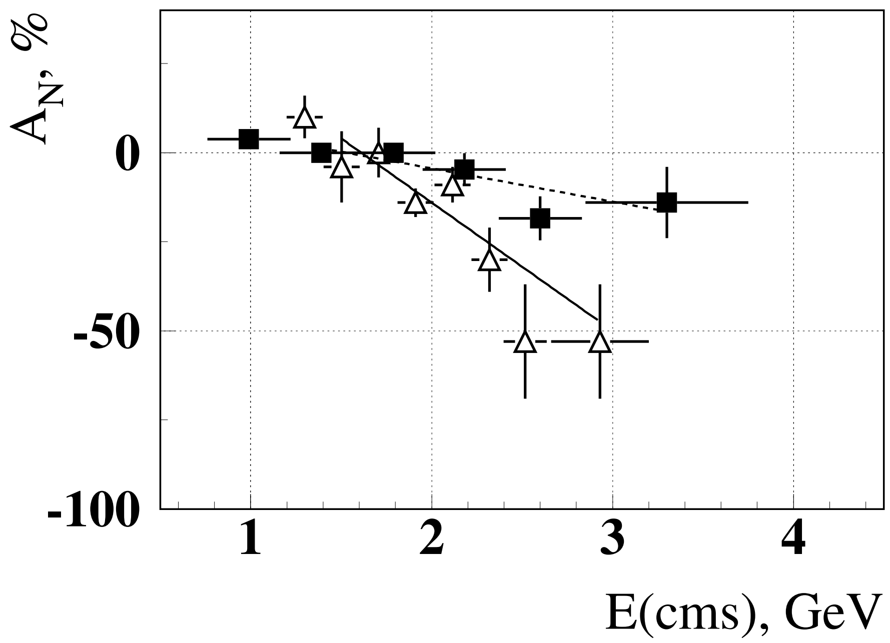


Рис. 8. Асимметрия A_N π^0-мезонов в реакции $\pi^- + p_\uparrow \to \pi^0 + X$ в зависимости от энергии π^0-мезона E в системе центра масс в области фрагментации мишени (■, результаты данного эксперимента) и в центральной области ($\triangle$, результаты работы [17]).

СПИСОК РИСУНКОВ

SINGLE-SPIN ASYMMETRY OF π^0 INCLUSIVE PRODUCTION AT 40 GEV IN POLARIZED TARGET FRAGMENTATION REGION (COLLABORATION PROZA-2)

A. N. Vasiliev, V. N. Grishin, A. A. Derevschikov, V. I. Kravtsov, Yu. A. Matulenko, V. A. Medvedev, Yu. M. Melnik, A. P. Meschanin, D. A. Morozov, V. V. Mochalov, A. I. Mysnik, L. V. Nogach, S. B. Nurushev, A. F. Prudkoglyad, P. A. Semenov, L. F. Soloviev, V. L. Solovianov, M. N. Ukhanov, Yu. V. Kharlov, V. Yu. Khodyrev, B. V. Chujko, K. E. Shestermanov, A. E. Yakutin, N. S. Borisov, V. N. Matafonov, A. B. Neganov, Yu. A. Plis, Yu. A. Usov, A. N. Fedorov, A. A. Lukhanin

Single-spin asymmetry A_N of inclusive π^0 production in polarized target fragmentation region in the reaction $\pi^- p_\uparrow \to \pi^0 X$ at 40 GeV is presented. $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$ at $-0.8 < x_{\mathrm{F}} < -0.4$ and $1 < p_T < 2$ GeV/c and close to zero at $-0.4 < x_{\mathrm{F}} < -0.1$ and $0.5 < p_T < 1.5$ GeV/c. Absolute value of asymmetry starts to rise up at the π^0 momentum in the center of mass system close to 1.75 GeV/c for the both central region and target fragmentation region. The asymmetry behavior is similar to the asymmetry measured by the E704 (FNAL, 200 GeV) and STAR (BNL, 20 TeV) collaborations in the polarized beam fragmentation region.