

## Наблюдение поляризации $\Lambda$ -гиперонов, образованных при взаимодействии $K^-$ -мезонов с ядрами

В. В. Абрамов<sup>+</sup>, В. В. Моисеев<sup>+</sup>, И. Г. Алексеев<sup>\*</sup>, Н. А. Бажанов<sup>×</sup>, Н. С. Борисов<sup>×</sup>, А. Н. Васильев<sup>+o</sup>, Ю. М. Гончаренко<sup>+</sup>, И. С. Городнов<sup>×</sup>, А. Б. Гриднев<sup>∇</sup>, Н. К. Калугин<sup>+</sup>, Н. Г. Козленко<sup>∇</sup>, Ю. М. Мельник<sup>+</sup>, А. П. Мещанин<sup>+</sup>, Н. Г. Минаев<sup>+</sup>, Д. А. Морозов<sup>+</sup>, В. В. Мочалов<sup>+o1)</sup>, А. Б. Неганов<sup>×</sup>, В. М. Нестеров<sup>\*</sup>, К. Д. Новиков<sup>+</sup>, Д. В. Новинский<sup>∇</sup>, Л. В. Ногаич<sup>+</sup>, М. Б. Нурушева<sup>o</sup>, А. Ф. Прудкогляд<sup>+</sup>, С. В. Рыжиков<sup>+</sup>, В. Л. Рыков<sup>o</sup>, В. В. Рыльцов<sup>\*</sup>, А. В. Рязанцев<sup>+</sup>, Э. И. Самигуллин<sup>\*</sup>, Д. Н. Свирида<sup>+</sup>, П. А. Семенов<sup>+o</sup>, А. В. Узунян<sup>+</sup>, Ю. А. Усов<sup>×</sup>, А. Е. Якутин<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, 142281 Протвино, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>×</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

<sup>o</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

<sup>∇</sup>Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 2024 г.

После переработки 13 августа 2024 г.

Принята к публикации 13 августа 2024 г.

Получены первые результаты по поляризации инклюзивно рожденных  $\Lambda$ -гиперонов на  $K^-$ - и  $\pi^-$ -пучках с импульсом 26.5 ГэВ/с в измерениях на установке СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70 в Протвино. Измерения выполнены на ядерных мишенях, в сеансах 2021 и 2022 гг. Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов на  $\pi^-$ -пучке не превышает нескольких процентов в большей части исследованной кинематической области. Для данных на пучке  $K^-$ -мезонов наблюдается заметная положительная поляризация в области больших значений фейнмановской переменной  $x_F$  и поперечного импульса  $p_T$ , впервые измеренная на ядрах.

DOI: 10.31857/S0370274X24090133, EDN: HCRKEG

**1. Введение.** Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов в эксклюзивной реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  достигает максимально возможного значения  $P_N = 0.98 \pm 0.15$  при низкой (около 3 ГэВ) энергии [1]. Тем интереснее измерить поляризацию  $\Lambda$ -гиперонов в инклюзивной реакции при более высокой энергии, к тому же при рассеянии на ядрах, что раньше не делалось.

Впервые поперечная поляризация инклюзивного рождения  $\Lambda$ -гиперонов была обнаружена в 1976 г. при взаимодействии неполяризованных протонов с энергией 300 ГэВ с неподвижной мишенью из бериллия [2]. Вопреки ожиданиям поляризация оказалась значительной, тогда как предполагалось, что большое число различных конечных состояний с  $\Lambda$ -гипероном подавит все поляризационные эффекты и приведет к тому, что суммарная поляризация будет близка к нулю. Оказалось, что напротив, спиновые эффекты, причем значительные по величине, выжи-

вают даже при высоких энергиях. В последующих экспериментах поляризация  $\Lambda$ -гиперонов исследовалась в различных адрон-протонных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в широком диапазоне энергий (см., например, обзор [3]).

Существует ряд теоретических, в основном феноменологических, моделей, объясняющих отдельные особенности имеющихся данных [4–9].

Наблюдаемые спиновые эффекты могут иметь пертурбативную природу, связанную со спонтанным нарушением киральной симметрии в КХД и появлением у составляющих кварков дополнительной массы порядка 300 МэВ и большого отрицательного ( $-0.4$ ) аномального хромоманнитного момента [9, 10]. Важную роль в механизме возникновения поляризации гиперонов может играть неоднородное хромоманнитное поле, возникающее в момент взаимодействия адронов, что приводит к эффекту поляризации кварков, аналогично поляризации атомов в знаменитом опыте Штерна–Герлаха [11]. Прецессия спина

<sup>1)</sup>e-mail: mochalov@ihep.ru

кварков в сильном хромомангнитном поле проявляется в виде осцилляции поляризации в зависимости от  $x_F$ . Такой подход позволяет объяснить феноменологию поляризационных явлений в рамках единого механизма и сделать ряд критических для существующих моделей предсказаний [10].

Основной задачей эксперимента СПАСЧАРМ (СПиновые АСимметрии в рождении ЧАРМония) [12] на ускорительном комплексе У-70 является систематическое изучение спиновых эффектов в инклюзивном образовании различных частиц и резонансов во взаимодействии адронов при энергиях в несколько десятков ГэВ. Эксперимент проведен при умеренных поперечных импульсах образованных частиц, что соответствует области непертурбативной квантовой хромодинамики, где неприменим математический аппарат теории возмущений. Такие данные крайне необходимы для развития теоретического аппарата в этой сложной для теории кинематической области. Измерение поляризации гиперонов в реакциях с мезонными пучками интересно тем, что налетающий адрон содержит одновременно кварки и антикварки, в том числе странные.

**2. Постановка эксперимента.** Измерение поперечной поляризации гиперонов возможно благодаря наличию слабого распада, происходящего с нарушением пространственной четности. При распаде  $\Lambda$ -гиперона с поперечной поляризацией  $P$  на  $\pi$ -мезон и протон зависимость вероятности вылета протона под углом  $\Theta_p$  к направлению вектора поляризации гиперона  $\mathbf{P}$  имеет вид

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1 + \mathbf{P}\mathbf{e}_p}{4\pi} = \frac{1 + \alpha P \cos p}{4\pi}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{e}_p$  – единичный вектор в направлении движения протона в системе покоя гиперона. Вектор  $\mathbf{P}$  в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях направлен вдоль вектора нормали  $\mathbf{n}$  к плоскости рассеяния, определяемой направлением импульса налетающего адрона  $\mathbf{p}_a$  и импульса образующегося гиперона  $\mathbf{p}_c$ :  $\mathbf{n} = (\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c) / |\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c|$ . Константа  $\alpha_\Lambda = 0.732 \pm 0.014$  (предполагается, что  $\alpha_\Lambda = -\alpha_{\bar{\Lambda}}$  [13]).

Измерения выполнены в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ на 14-м канале ускорительного комплекса У-70. Установка СПАСЧАРМ подробно описана в работе [14]. На мишень установки выводятся отрицательно заряженные частицы:  $\pi^-$  ( $\sim 98\%$ ),  $K^-$  ( $\sim 1.5\%$ ) и  $\bar{p}$  ( $\sim 0.3\%$ ) с импульсом 26.5 ГэВ/с. Пучковые частицы выделяются телескопом из трех сцинтилляционных счетчиков. Счетчик с диаметром 14 мм расположен на входе в зону мишени и ограничивает размеры используемого пучка.

Идентификация пучковых частиц осуществлялась тремя пороговыми черенковскими счетчиками. Два счетчика регистрировали  $\pi^-$ -мезоны и более легкие частицы, а третий регистрировал также и  $K^-$ -мезоны. Координаты и углы пучковых частиц измерялись пучковыми годоскопами, включая прецизионный волоконный годоскоп [15].

В измерениях использовался набор из семи различных ядерных мишеней от углерода до свинца, а также “пустая” мишень. Толщина мишеней составляла 5–10% длины взаимодействия.

В сеансе 2021 г. использовался триггер на взаимодействие, а в сеансе 2022 г. дополнительно требовалось наличие  $K^-$ -мезона в пучке, что позволило увеличить скорость набора  $K^-$ -мезонов в 4 раза за счет подавления  $\pi^-$ -мезонов. Примесь  $\pi^-$ -мезонов в пучке  $K^-$ -мезонов определяется неэффективностью черенковских счетчиков и не превышает 3% от их числа. Триггер на взаимодействие формируется при совпадении сигналов пучкового телескопа при отсутствии сигнала с дополнительного триггерного счетчика ВК, расположенного в самом конце установки (после трековых детекторов перед электромагнитным калориметром). Счетчик ВК имеет диаметр 10 см и регистрирует пучковые частицы, которые прошли мишень без взаимодействия.

Вторичные заряженные частицы регистрируются пропорциональными камерами и дрейфовыми трубками (всего 57 слоев). Для минимизации систематических ошибок была проведена оптимизация (выбор скорости продува и рабочего напряжения) трековых детекторов установки [14], что обеспечило стабильность работы всех детекторов не хуже 0.3%. Для измерения импульса используется широкоапертурный спектрометрический магнит с интегралом поля  $\sim 0.7$  Тм [16].

Общее число зарегистрированных событий в сеансе 2021 г. составляет  $1.1 \times 10^9$ . Число событий с идентифицированными пучковыми пионами составляет 856 млн., с каонами – 21.2 млн. В сеансе 2022 г. число идентифицированных пучковых частиц составляет 67.1 млн, из них с  $K^-$ -мезонами – 48.5 млн.

**3. Анализ данных эксперимента.** В основе программы реконструкции эксперимента лежит пакет, используемый в эксперименте PANDA в FAIR (Дармштадт) [17]. Для восстановления треков заряженных частиц используется метод поиска трека, известный как преобразование Хафа.

Вторичные вершины, соответствующие точке распада  $\Lambda$ -гиперона на протон и  $\pi^-$ -мезон, находятся для всех комбинаций вторичных треков противоположного знака. Далее находится первич-

ная вершина взаимодействия – точка пересечения трека  $\Lambda$ -гиперона и пучкового трека.

Для получения поправок на эффективность регистрации и реконструкции треков частиц в установке СПАСЧАРМ используются события, полученные методом Монте-Карло. Генерация событий производилась с использованием генератора RUTHIA 8.212 [18]. Смоделированные события с помощью пакета программ GEANT 3.2111 [19] трассировались через установку СПАСЧАРМ. Поскольку при моделировании  $\Lambda$ -гипероны не поляризованы, эти события могут использоваться для поправок на эффективность регистрации гиперонов в установке СПАСЧАРМ. Всего было проанализировано 200 млн. событий Монте-Карло. Количество реконструированных  $\Lambda$ -гиперонов в событиях Монте-Карло на порядок превышает их число в данных, что делает их вклад в статистическую ошибку измеренной поляризации незначительным.

Для выделения нужной статистики использовались следующие критерии:

- Наличие только одного идентифицированного ( $\pi^-$  или  $K^-$ ) пучкового трека.
- Наличие двух и более реконструированных треков вторичных частиц.
- Из комбинаций пар заряженных частиц с противоположными знаками выбирались следующие:
  - расстояние между треками, образующими вторичную вершину, меньше 0.4 см;
  - расстояние между пучковым треком и треком кандидата в  $\Lambda$ -гиперон меньше 0.4 см;
  - расстояние по координате  $Z$  между первичной и вторичной вершиной больше 18 см;
  - первичная вершина находится в области мишени эксперимента.

Поскольку идентификация вторичных частиц отсутствует, то для подавления комбинаторного фона дополнительно накладывались следующие отборы:

- Для выбора  $\Lambda$ -гиперонов отбирались только пары с переменной  $\alpha_{AP} > 0$ , где  $\alpha_{AP}$  – переменная асимметрии распада на плоте Арменгероса–Подольски [20] ( $\alpha_{AP}$  – разность продольных импульсов положительно и отрицательно заряженных частиц, отнесенная к их сумме, в лабораторной системе координат).
- Частицам от распада нейтральной вторичной частицы приписывались массы  $\pi^\pm$ -мезонов, из кандидатов в  $\Lambda$ -гипероны вычеркивались пары с массами в диапазоне от 0.468 до 0.525 ГэВ/ $c^2$ .

Пример массового спектра отобранных комбинаций приведен на рис. 1. Зеленая кривая – фон (B), синяя – сигнал  $\Lambda$ -гиперона (S), описываемый Гауссовым распределением, красная – сумма сигнала и фона. Фон описывался сверткой пороговой функции и экспоненты.

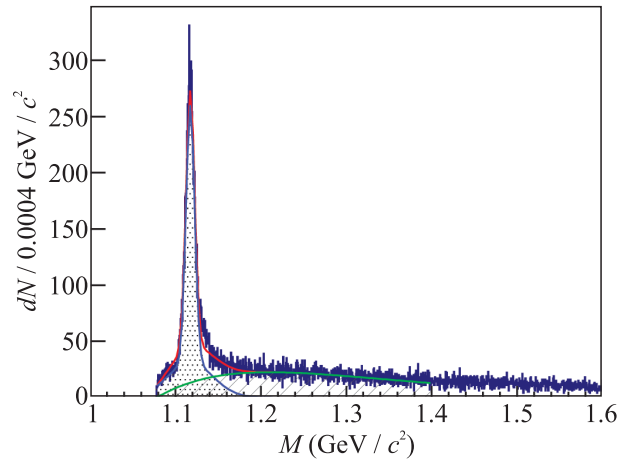


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение по массе  $p\pi^-$ -пары для  $K^-$ -пучка

Полученная ширина массового распределения  $\sigma = 5.00 \pm 0.06$  МэВ/ $c^2$  для  $\pi^-$ -пучка и  $5.16 \pm 0.10$  МэВ/ $c^2$  для  $K^-$ -пучка. Интегралы используемых в фите функций в интервале позволяют определить число зарегистрированных  $\Lambda$ -гиперонов S и отношение сигнала к фону S/B. Для пионного пучка  $S = 43800 \pm 242$ , отношение  $S/B = 2.90 \pm 0.03$ . Для каонного пучка  $S = 8318 \pm 94$ , и отношение  $S/B = 13.28 \pm 0.55$ .

На рисунке 2 приведено распределение выбранных пар по кинематическим параметрам для реакции  $\pi^- A \rightarrow \Lambda X$ . Переменная  $x_F$  меняется в интервале от  $-0.2$  до  $1$ , а  $p_T$  от  $0$  до  $2.5$  ГэВ/ $c$ . Из-за ограниченной апертуры установки эти две переменные не являются абсолютно независимыми.

#### 4. Определение поляризации $\Lambda$ -гиперонов.

Поляризация  $\Lambda$ -гиперона вычисляется в соответствии с формулой (1). Так как в сильном взаимодействии сохраняется пространственная четность, то ненулевая поляризация гиперона возможна только вдоль нормали  $Y$  к плоскости рассеяния. В этом случае строится распределение по косинусу угла  $\theta$  между осью  $Y$  и вектором импульса протона. В качестве сигнала выбираются пары ( $p\pi^-$ ) в интервале масс (1.105–1.125) ГэВ/ $c^2$ , для оценки фона используются пары в интервалах масс (1.077–1.10) и (1.14–1.16) ГэВ/ $c^2$  (вне пика  $\Lambda$ -гиперона). Для получения максимальной статистики использовались все типы

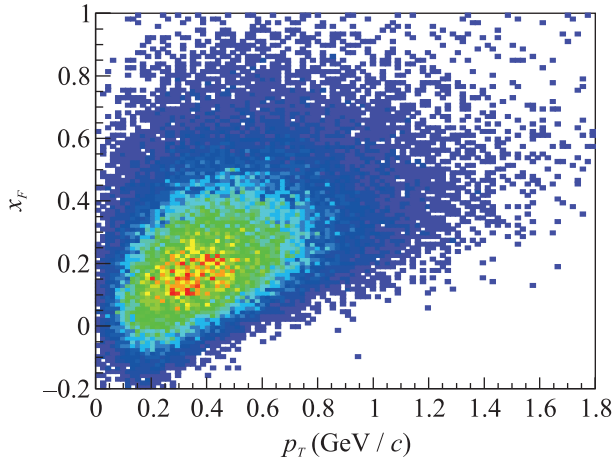


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение  $\Lambda$ -гиперонов по кинематическим параметрам для реакции  $\pi^- A \rightarrow \Lambda X$

мишеней. Среднее значение массового числа использованных мишеней составляет 62.

Отношение сигнала и комбинаторного фона S/V для каждого интервала  $x_F$  и  $p_T$  определялось в соответствии с рис. 1 и использовалось для вычисления нормировочного коэффициента, на который необходимо умножить гистограмму для фона при его вычитании из данных под пиком. Аналогичная процедура проводилась и для Монте-Карло событий, что позволяет после вычитания фона получить распределения по  $\cos\theta$  для “чистых”  $\Lambda$ -гиперонов как для данных, так и для событий, смоделированных методом Монте-Карло. Деление полученных таким образом гистограмм для данных и Монте-Карло событий дает нам поправленные на эффективность регистрации и реконструкции распределения по  $\cos\theta$  для  $\Lambda$ -гиперонов.

Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов получена аппроксимацией распределений по  $\cos\theta$  в каждом из интервалов по  $x_F$  и  $p_T$  выражением, аналогичному (1):  $dN/d\Omega = N(1 + \alpha_\Lambda P_N \cos\theta)$ , где  $N$  – свободный нормировочный множитель,  $P_N$  – другой свободный параметр, поперечная поляризация  $\Lambda$ -гиперонов.

В ходе анализа были проанализированы следующие вклады в систематическую неопределенность результата: i) произвольность выбора аппроксимирующей функции и сигнального диапазона; ii) ошибки в определении эффективности трековых детекторов установки; iii) неточность описания экспериментальной установки при моделировании; iv) вклад примеси пионов и антипротонов в каонном пучке; v) исключение из анализа распределения по  $\cos\theta$  в центральной области,  $-0.25 \leq \cos\theta \leq 0.25$ , где вклад фона максимальный. Было установлено, что вклад

первого источника является доминирующим и на его фоне прочими вкладами можно пренебречь. Для верхней оценки этого вклада использовалось значение поляризации без вычитания фона в области пика  $\Lambda$ -гиперона. Среднее значение абсолютной величины отклонения оценок поляризации  $P_N$ , в случаях с вычитанием фона и без его вычитания является оценкой полной величины систематической ошибки измерения поляризации  $\epsilon_S$ . Для пучка  $\pi^-$ -мезонов мы получаем  $\epsilon_S = 0.019$ , а для пучка  $K^-$ -мезонов  $\epsilon_S = 0.017$ .

**5. Результаты измерений и обсуждение.** Результаты измерения поляризации  $\Lambda$ -гиперонов в эксперименте СПАСЧАРМ приведены в табл. 1 (левые четыре колонки для  $\pi^-$ -пучка, а правые четыре для  $K^-$ -пучка). Приведены средние значения переменной Фейнмана  $x_F$  и поперечного импульса  $p_T$ , а также поперечная поляризация и число  $\Lambda$ -гиперонов с ошибками. На рисунке 3 показана зависимость поляризации  $\Lambda$ -гиперонов от  $x_F$  (слева) и  $p_T$  (справа) в обеих реакциях.

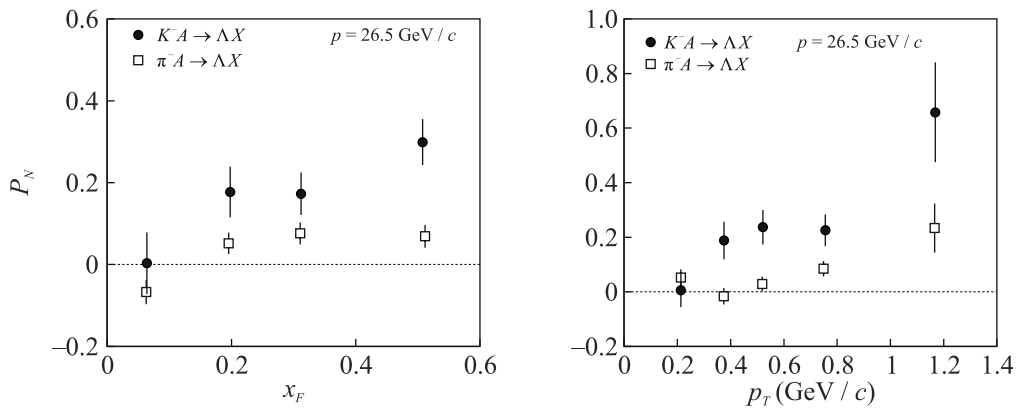
Величина  $P_N$  в  $\pi^-$ -пучке в области значений  $p_T < 1$  ГэВ/с (и малых  $x_F$ ) мала, а при  $p_T > 1$  ГэВ/с и  $\sim 0.4 < x_F \lesssim 0.6$  достигает  $(23 \pm 9)\%$ . Результат нашего эксперимента – это наиболее точные измерения поляризации для данной реакции, при этом они находятся в согласии с результатами предыдущих экспериментов [21–26].

Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов на  $K^-$ -пучке, в отличие от данных на  $\pi^-$ -пучке, имеет значительную среднюю  $(18 \pm 3)\%$  положительную величину. Поляризация растет с увеличением  $x_F$  и  $p_T$ . В области  $p_T > 1$  ГэВ/с величина  $P_N$  достигает  $(66 \pm 18)\%$ . Малая ( $< 3\%$ ) доля  $\pi^-$ -мезонов в каонном пучке может незначительно увеличить это значение. Важно отметить, что в нашем эксперименте заметное число  $\Lambda$ -гиперонов образуется в распадах  $\Sigma^0$ -гиперонов, при этом поляризация  $\Lambda$ -гиперонов из распада  $\Sigma^0$ -гиперонов равна поляризации  $\Sigma^0$ -гиперонов, умноженной на фактор  $-1/3$  [27]. С учетом измеренных в указанной работе поляризаций  $\Lambda$ -гиперонов и  $\Sigma^0$ -гиперонов, правда, на протонном пучке, вклад последних может привести к уменьшению измеренной поляризации на величину до 25% относительно поляризации “прямо” рожденных  $\Lambda$ -гиперонов. Это замечание касается практически всех десятков экспериментов, в которых измерялась поляризация  $\Lambda$ -гиперонов в инклюзивных реакциях, и должно быть учтено при теоретической интерпретации результатов.

Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов на  $K^-$ -пучке систематически в несколько раз больше, чем на  $\pi^-$ -пучке,

**Таблица 1.** Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов в  $\pi^- A$  и  $K^- A$ -соударениях для всех ядер

$p_T$ (ГэВ/с), $x_F$	Результаты измерения в $\pi^- A$ -взаимодействии				Результаты измерения в $K^- A$ -взаимодействии			
	$\langle p_T \rangle$ , ГэВ/с	$\langle x_F \rangle$	$P_N$ , %	$N_\Lambda$	$\langle p_T \rangle$ , ГэВ/с	$\langle x_F \rangle$	$P_N$ , %	$N_\Lambda$
Все события	0.48	0.26	$4.1 \pm 1.4$	$43800 \pm 242$	0.51	0.30	$18.4 \pm 3.0$	$8318 \pm 94$
$-0.5 < x_F < 0.14$	0.33	0.06	$-6.7 \pm 3.0$	$10970 \pm 128$	0.34	0.06	$0.3 \pm 7.5$	$1416 \pm 40$
$0.14 < x_F < 0.25$	0.45	0.20	$5.2 \pm 2.6$	$11509 \pm 127$	0.45	0.20	$17.7 \pm 6.2$	$1821 \pm 44$
$0.25 < x_F < 0.38$	0.53	0.31	$7.6 \pm 2.7$	$10881 \pm 118$	0.53	0.31	$17.3 \pm 5.2$	$2411 \pm 49$
$0.38 < x_F < 1.0$	0.61	0.51	$6.9 \pm 2.8$	$11033 \pm 115$	0.62	0.51	$29.9 \pm 5.6$	$2342 \pm 51$
$0.0 < p_T < 0.31$	0.21	0.17	$5.3 \pm 3.0$	$11067 \pm 135$	0.21	0.20	$0.6 \pm 6.2$	$1912 \pm 46$
$0.31 < p_T < 0.44$	0.37	0.24	$-1.6 \pm 3.0$	$9722 \pm 114$	0.38	0.27	$18.8 \pm 6.9$	$1656 \pm 43$
$0.44 < p_T < 0.61$	0.52	0.28	$2.9 \pm 2.7$	$11197 \pm 116$	0.52	0.31	$23.7 \pm 6.3$	$1923 \pm 45$
$0.61 < p_T < 1.0$	0.75	0.35	$8.5 \pm 2.8$	$10324 \pm 110$	0.76	0.37	$22.6 \pm 5.8$	$2058 \pm 47$
$1.00 < p_T < 2.5$	1.17	0.46	$23.4 \pm 9.0$	$1291 \pm 44$	1.17	0.47	$65.8 \pm 18.3$	$309 \pm 18$


**Рис. 3.** Зависимость  $P_N$  от переменной Фейнмана  $x_F$  (слева) и поперечного импульса  $p_T$  (справа) в реакциях  $\pi^- A \rightarrow \Lambda X$  и  $K^- A \rightarrow \Lambda X$ , полученная при 26.5 ГэВ на экспериментальной установке СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70 в Протвино

что может быть связано с наличием валентного странного кварка в  $K^-$ -мезоне.

Поляризация  $\Lambda$  на протонной мишени в реакции  $K^- p \rightarrow \Lambda X$  при  $x_F > 0$  положительна и растет с увеличением  $x_F$  и  $p_T$  [23, 28–33]. Данные настоящего эксперимента – единственные, полученные на ядерных мишенях. В наших данных также наблюдается рост  $P_N$  при увеличении  $p_T$  и  $x_F$ . Напомним, что эти две переменные коррелированы в наших измерениях.

Сравнение данных на  $\pi^-$  и  $K^-$  пучках показывает, что наличие в начальном состоянии более тяжелого валентного  $s$ -кварка приводит к большей в несколько раз поляризации в области фрагментации пучка. Именно  $s$ -кварк является носителем спина в  $\Lambda$ -гипероне согласно наивной кварковой модели. Два других кварка,  $u$  и  $d$ , образуют пару в синглетном по спину состоянии. Таким образом, валентный  $s$ -кварк из  $K^-$ -мезона с большей вероятностью поляризуется в процессе взаимодействия мезона с нуклоном или ядром, чем морской  $s$ -кварк из  $\pi^-$ -мезона.

Рост  $P_N(p_T)$  при увеличении  $p_T$  может быть объяснен разрешением при больших  $p_T$  структуры адрона, состоящего из цветных кварков, обладающих согласно КХД цветными силами. При малых  $p_T$ , в силу соотношения неопределенностей, мы имеем дело с бесцветным в целом объектом и с отсутствием цветных сил, что приводит к уменьшению поляризации гиперонов [9, 10, 34]. Рост  $P_N(x_F)$  в области  $x_F > 0$  может быть связан с увеличением времени действия цветных сил на  $s$ -кварк в рамках модели хромомагнитной поляризации кварков [9, 10, 34].

**6. Заключение.** Проведены измерения поляризации инклюзивно рожденных  $\Lambda$ -гиперонов в  $\pi^- A$  и  $K^- A$ -соударениях при импульсе 26.5 ГэВ/с на ускорительном комплексе У-70. Поляризация  $\Lambda$ -гиперона на  $K^-$ -пучке впервые измерена на ядерных мишенях.

Данные на  $\pi^-$ -пучке указывают на незначительную среднюю ( $\langle P_N \rangle = (4.1 \pm 1.4)\%$ ) поперечную по-

ляризацию гиперонов, за исключением области  $p_T > 1$  ГэВ/с, где поляризация равна  $(23 \pm 9)\%$ .

Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов на  $K^-$ -пучке, имеющем валентные  $s$ -кварки в своем составе, в отличие от данных на  $\pi^-$ -пучке, имеет значительную среднюю ( $\langle P_N \rangle = (18 \pm 3)\%$ ) положительную величину и растет с увеличением  $x_F$  и  $p_T$ . В области  $p_T > 1$  ГэВ/с  $P_N$  достигает  $(66 \pm 18)\%$ .

Полученные в эксперименте СПАСЧАРМ результаты являются наиболее точными в мире в данных реакциях. Тем не менее в будущих сеансах важно увеличить статистику и улучшить точность измерений, что позволит впервые определить зависимость поляризации от атомного номера ядра, разделить ее зависимости от  $p_T$  и  $x_F$ .

Авторы выражают свою признательность сотрудникам Отделения ускорительного комплекса, Отдела пучков, Отделения экспериментальной физики и Дирекции НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ за содействие и поддержку данной работы.

**Финансирование работы.** Работа выполнена в Институте физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-00164). Работа сотрудников Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, проект “Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной” # FSWU-2023-0073.

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. G. C. Mason and C. G. Wohl, Nucl. Phys. B **58**, 1 (1973).
2. G. Bunce, R. Handler, R. March, P. Martin, L. Pondrom, M. Sheaff, K. J. Heller, O. Overseth, P. Skubic, T. Devlin, B. Edelman, R. Edwards, J. Norem, L. Schachinger, and P. Yamin, Phys. Rev. Lett. **36**, 1113 (1976).
3. V. V. Abramov, preprint IHEP 2001-13 (2001), Protvino (2001); ArXiv hep-ph/0111128.
4. B. Andersson, J. Phys. Vol. G **17**, 1507 (1991).
5. T. A. DeGrand and H. Miettinen, Phys. Rev. D **31**, 661 (1985).
6. D. W. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
7. J. C. Collins, Nucl. Phys. B **396**, 161 (1993).
8. М. Г. Рыскин, ЯФ **48**, 1114 (1988).
9. В. В. Абрамов, ЯФ **72**, 1933 (2009).
10. V. V. Abramov, Phys. Atom. Nucl. **87**(1), 38 (2024).
11. W. Gerlach and O. Stern, Z. Phys. **8**, 110 (1921).
12. В. В. Абрамов, И. Л. Ажгирей, А. А. Борисов и др. (Collaboration СПАСЧАРМ), ЭЧАЯ **54**, 6 (2023).
13. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, РТЕР 2020 **8**, 083C01 (2020).
14. В. В. Абрамов, Г. Д. Алексеев, И. Г. Алексеев и др. (Collaboration СПАСЧАРМ), Препринт НИЦ “Курчатовский институт” ИФВЭ 2023-13. Протвино (2023); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2023/ps/2023-13.pdf>.
15. А. В. Рязанцев, С. И. Букреева, А. Н. Васильев, А. М. Горин, Ю. М. Гончаренко, В. В. Моисеев, В. В. Мочалов, П. А. Семенов, ПТЭ **66**(4), 48 (2023).
16. A. P. Meschanin, A. N. Vasiliev, Yu. M. Goncharenko, V. A. Kormilitsyn, N. G. Minaev, V. V. Mochalov, V. L. Ryzkov, A. D. Ryabov, T. D. Ryabova, A. V. Ryzantsev, P. A. Semenov, S. A. Semin, and Z. G. Simonova, Physics of Atomic Nuclei **85**(12), 2043 (2022).
17. D. Steinschaden for the PANDA Collaboration, J. Phys. Conf. Ser. **1085**(4), 042045 (2018).
18. M. Reininghaus, T. Sjöstrand, and M. Utheim, EPJ Web Conf. **283**, 05010 (2023).
19. R. Brun, GEANT – Detector Description and Simulation Tool (1993), <https://cds.cern.ch/record/1073159/files/cer-002728534.pdf>.
20. J. Podolanski and R. Armenteros, Phil. Mag. **45**, 13 (1954).
21. B. Adeva, M. Aguilar, J. A. Rubio, and C. Pajareset, Z. Phys. C **26**, 389 (1984).
22. R. Sugahara, F. Ochiai, Y. Fukui et al. (Collaboration), Nucl. Phys. B **156**, 237 (1979).
23. F. Barreiro, O. Benary, J. E. Brau et al. (Collaboration), Phys. Rev. D **17**, 669 (1978).
24. P. H. Stuntebeck, N. M. Cason, J. M. Bishop, N. N. Biswas, V. P. Kenney, and W. D. Shephard, Phys. Rev. D **9**, 608 (1974).
25. S. Barlag, H. Becker, A. Bozek et al. (ACCMOR Collaboration), Phys. Lett. B **325**, 531 (1994).
26. J. Bensingher, F. Lomanno, B. D. Magnuson et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **50**, 313 (1983).
27. K. Heller, O. E. Overseth, G. Bunce, F. Dydak, and H. Taureg, Phys. Lett. B **68**, 480 (1977).
28. M. L. Faccini-Turluer, R. Barloutaud, C. Cochet et al. (CERN-Soviet Collaborations), Z. Phys. C **1**, 19 (1979).
29. S. A. Gourlay, H. L. Melanson, M. A. Abolins, K. W. Edwards, W. R. Francis, H. G. Kobrak, D. P. Owen, R. A. Swanson, and P. M. Yager, Phys. Rev. Lett. **56**, 2244 (1986).
30. H. Abramowicz, R. Barloutaud, A. Borg, M. Spiro, K. Paler, T. P. Shah, S. N. Tovey, B. Chaurand, B. Drevillon, J. M. Gago, and R. A. Salmeron, Nucl. Phys. B **105**, 222 (1976).

31. H. Grassler, R. Honecker, H. Laven, L. Becker, R. Klein, W. Lohmann, H. J. Schreiber, M. F. Hodous, D. J. Kocher, D. R. O. Morrison, K.-L. Wernhard, K. W. J. Barnham, B. Pollock, D. P. Dallman, and F. Mandl, Nucl. Phys. B **136**, 386 (1978).
32. M. Baubillier, I. J. Bloodworth, G. J. Bossen et al. (Birmingham-CERN-Glasgow-Michigan State-Paris Collaboration), Nucl. Phys. B **148**, 18 (1979).
33. S. U. Chung, R. L. Eisner, S. D. Protopopescu, and R. D. Field, Phys. Rev. D **11**, 1010 (1975).
34. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov et al. (SPD collaboration), Phys. Part. Nucl. **52**(6), 1044 (2021).