



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2024–9

В.В. Абрамов¹, В.В. Моисеев¹, И.Г. Алексеев², Н.А. Бажанов³, Н.С. Борисов³,
А.Н. Васильев^{1,4}, Ю.М. Гончаренко¹, И.С. Городнов³, А.Б. Гриднев⁵,
Н.К. Калугин¹, Н.Г. Козленко⁵, Ю.М. Мельник¹, А.П. Мещанин¹, Н.Г. Минаев¹,
Д.А. Морозов¹, В.В. Мочалов^{1,4}, А.Б. Неганов³, В.М. Нестеров², К.Д. Новиков¹,
Д.В. Новинский⁵, Л.В. Ногач¹, М.Б. Нурушева⁴, А.Ф. Прудкогляд¹,
С.В. Рыжиков¹, В.Л. Рыков⁴, В.В. Рыльцов², А.В. Рязанцев¹, Э.И. Самигуллин²,
Д.Н. Свирида², П.А. Семенов^{1,4}, А.В. Узунян¹, Ю.А. Усов³, А.Е. Якутин¹
(Сотрудничество СПАСЧАРМ)

**Обнаружение поляризации Λ -гиперонов, образованных при
взаимодействии K^- - мезонов с ядрами**

Направлено в «*Письма в ЖЭТФ*»

¹Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», 142281, Московская область, город Протвино, пл. Науки, д. 1

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

³Объединенный Институт Ядерных Исследований, 141980, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, г. Москва, Каширское ш., д. 31

⁵Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», 188300, Ленинградская обл., г. Гатчина, мкр. Орлова роша, д. 1

Протвино 2024

Аннотация

В.В. Абрамов и др. Обнаружение поляризации Λ -гиперонов, образованных при взаимодействии K^- - мезонов с ядрами: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2024–9. – Протвино, 2024. – 15 с., 8 рис., 2 табл., библиогр.: 32.

Получены первые результаты по поляризации Λ -гиперонов на K^- - и π^- -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 Λ -гиперонов на π^- -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

Abstract

V.V. Abramov et al. Observation of Λ -hyperons polarization in the interaction of K^- -mesons with nuclei: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2024–9. – Protvino, 2024. – p. 15, fig. 8, tables 2, refs.: 32.

The first results on the polarization of Λ -hyperons on K^- and π^- beams with a momentum of 26.5 GeV/c were obtained at the SPASCHARM setup at the U-70 accelerator complex in Protvino. The measurements were carried out on nuclear targets in 2021 and 2022. The polarization of Λ -hyperons in the π^-A interactions does not exceed several percent in most of the kinematic region studied. Measurements in the K^-A interactions were carried out for the first time on nuclei. For data on a beam of K^- -mesons, a noticeable positive polarization is observed in the region of large values of the Feynman variable x_F and transverse momentum p_T .

Введение

Основной задачей эксперимента СПАСЧАРМ (СПиновые АСимметрии в рождении ЧАРМония) [1] 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. Наш 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.

После первого открытия поляризации гиперонов при взаимодействии неполяризованных протонов с энергией 300 ГэВ с неподвижной мишенью из бериллия в 1976 г. [2], экспериментальные исследования спиновых явлений обнаружили значительные эффекты в десятках реакций в широкой области кинематических переменных, доступных на современных ускорителях (см., например, в обзоре [3]). В частности, поляризация гиперонов достигает десятков процентов, и растёт при увеличении поперечного импульса p_T , что не получило пока убедительного теоретического объяснения. Существует ряд теоретических моделей, в основном феноменологического характера, объясняющих в рамках различных механизмов отдельные особенности имеющихся данных [4-9].

Анализ экспериментальных данных показывает, что наблюдаемые спиновые эффекты могут иметь непертурбативную 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 кварков в сильном хромоманнитном поле проявляется в виде осцилляции поляризации в зависимости от x_F . Такой подход к анализу по-

ляризационных данных позволяет объяснить богатую феноменологию поляризационных явлений в рамках единого механизма и сделать ряд критических для существующих моделей предсказаний, которые могут быть проверены экспериментально [10].

Измерение поляризации гиперонов в реакциях с мезонными пучками интересно тем, что налетающий адрон содержит одновременно кварки и антикварки, в том числе странные.

Постановка эксперимента

Измерение поперечной поляризации гиперонов возможно благодаря наличию слабого распада, происходящего с нарушением пространственной четности. При распаде Λ -гиперона с поперечной поляризацией P на π^- -мезон и протон зависимость вероятности вылета протона под углом θ_p к направлению вектора поляризации гиперона \mathbf{P} имеет вид

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

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 $\alpha_\Lambda = 0.732 \pm 0.014$ и предполагается, что $\alpha_\Lambda = -\alpha_{\text{anti}\Lambda}$ [12].

Измерения выполнены в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ на установке СПАСЧАРМ, расположенной на 14-ом канале ускорительного комплекса У-70. Установка подробно описана в работе [13].

В 14-й канал ускорительного комплекса У-70 выводятся отрицательно заряженные частицы π^- (~98%), K^- (~1,5%) и \bar{p} (~0,3%) с импульсом 26,5 ГэВ/с. Пучковые частицы выделяются совпадениями сигналов телескопа из трех сцинтилляционных счетчиков. Счетчик с диаметром 14 мм расположен на входе в криостат поляризованной мишени и ограничивает размеры используемого пучка.

Идентификация пучковых частиц осуществлялась тремя пороговыми черенковскими счетчиками. Два счетчика регистрировали π^- -мезоны и более легкие частицы, а третий регистрировал также и K^- -мезоны. Координаты и углы пучковых частиц измерялись пучковыми годоскопами, включая прецизионный волоконный годоскоп [14].

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. триггер требовал дополнительно наличия K^- -мезона в пучке, что позволило увеличить скорость набора статистики K^- -мезонов в 4 раза за счет подавления π^- -мезонов и антипротонов. 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). 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 измерения их импульса используется широкоапертурный спектрометрический магнит с интегралом поля $\sim 0,7$ Тм [15].

Общее число зарегистрированных событий в сеансе 2021 г. составляет порядка $1,1 \times 10^9$. 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. корпуса.

Анализ данных эксперимента

В основе программы реконструкции SPASCHARMROOT лежит пакет PANDAROOT [16], используемый в эксперименте PANDA в Дармштадте, Германия. Для восстановления треков заряженных частиц в трековой системе используется метод поиска трека, известный как преобразование Хафа.

Вторичные вершины, соответствующие точке распада Λ -гиперона на протон и π^- -мезон, находятся для всех комбинаций вторичных треков противоположного знака. Далее находится первичная вершина взаимодействия – точка пересечения трека Λ -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 RYTHIA8.212 [17]. Смоделированные события с помощью пакета программ GEANT 3.2111 [18] трассировались через установку СПАСЧАРМ.

Поскольку в генераторе RYTHIA не предусматривается K^- -пучок, в наших расчетах используются события с π^- -пучком. Поскольку образующиеся Λ -гипероны не поляризованы, эти события могут использоваться для поправок на эффективность регистрации гиперонов в установке СПАСЧАРМ. Реконструкция смоделированных треков заряженных частиц, выполнялась теми же методами, что и для обработки экспериментальных данных. Всего было проанализировано 200 млн. событий Монте-Карло для расчета поправок на эффективность регистрации и реконструкции экспериментальных данных. Количество реконструированных Λ -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 (π^- 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 Λ -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 Λ -гиперонов отбирались только пары с переменной $\alpha_{AP} > 0$, где α_{AP} - переменная асимметрии распада на плоте Арментероса-Подольянки [19] (α_{AP} – разность продольных импульсов положительно и отрицательно заряженных частиц, отнесенная к их сумме, в лабораторной системе координат, с осью OZ вдоль импульса пары). Экспериментальное распределение Арментероса-Подольянки приведено на Рис. 1.
- Частицам от распада нейтральной вторичной частицы приписывались массы π^\pm мезонов, из кандидатов в Λ -гипероны вычеркивались пары с массой в диапазоне от 0,468 до 0,525 ГэВ/ c^2 .

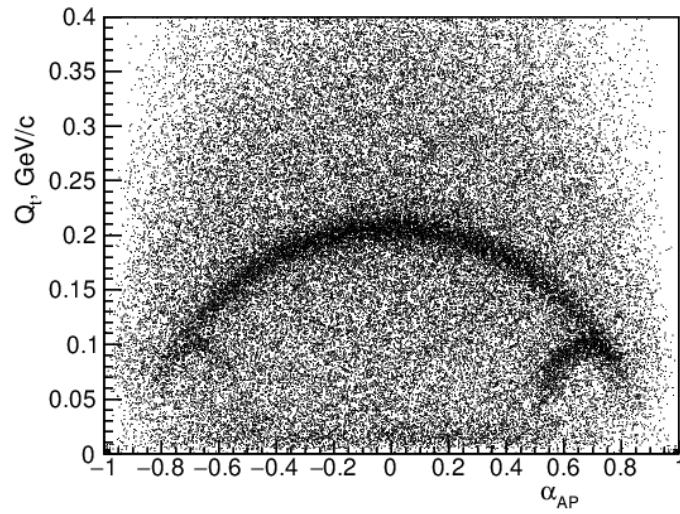


Рис. 1. Распределение Арментероса-Подольянки по переменным Q_t и α_{AP} для данных сеанса 2021 на π^- -пучке и 40 мм алюминиевой мишени.

Массовые спектры отобранных комбинаций приведены на Рис. 2 вместе с результатами фита. Зелёная кривая – фон (B), синяя – сигнал Λ -гиперона (S), описываемый двумя Гауссовыми распределениями с одинаковой массой, красная – сумма сигнала и фона. Комбинаторный фон (B) описывается следующим выражением:

$$B(M) = N(M - M_{p\pi})^k \exp[-b(M - M_{p\pi})], \quad (2)$$

где N , k , b – свободные параметры, M – масса пары, $M_{p\pi}$ – сумма масс протона и π^- -мезона.

Полученная ширина массового распределения $\sigma = 5,00 \pm 0,06$ МэВ для π^- -пучка и $5,16 \pm 0,10$ МэВ (для K^- -пучка).

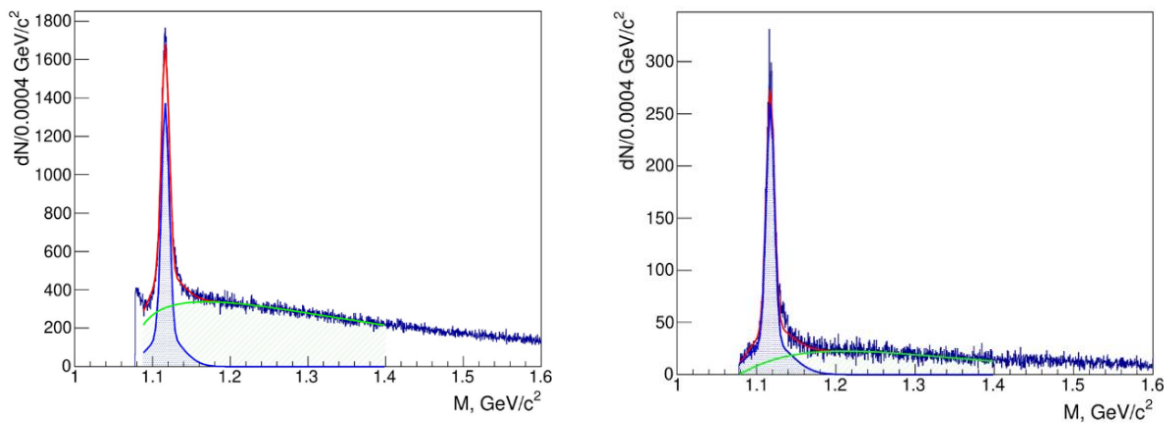


Рис. 2. Распределение по массе пары ($p\pi$) при использовании всех критериев отбора для π^- -мезонного (слева) и K^- -мезонного (справа) пучка в сеансах 2021 и 2022 гг.

Интегралы используемых в фите функций в интервале позволяют определить число Λ -гиперонов и отношение сигнала к фону S/B . Для пионного пучка число Λ -гиперонов $S=43800\pm 242$, 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 Рис. 3 приведено распределение выбранных пар по кинематическим параметрам (Фейнмановской переменной x_F и поперечному импульсу p_T). Переменная x_F меняется в интервале от -0,2 до 1, а p_T от 0 до 2,5 ГэВ/с. Из-за ограниченной апертуры установки эти две переменные не являются абсолютно независимыми.

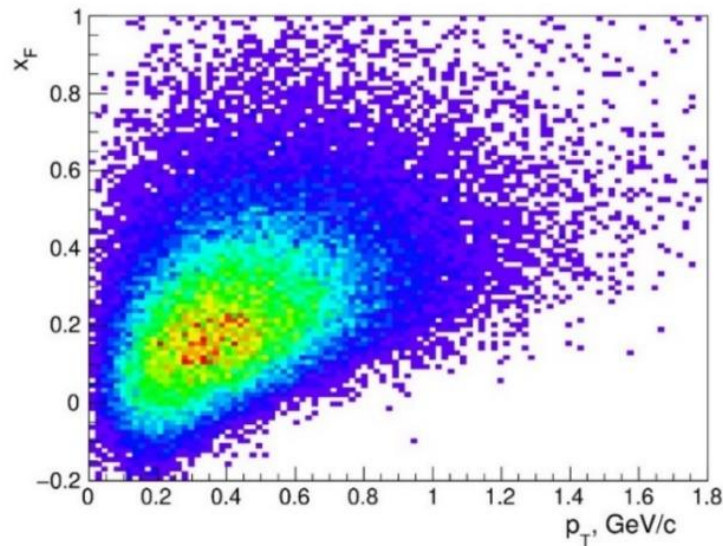


Рис. 3. Распределение Λ -гиперонов по кинематическим параметрам p_T и x_F .

Определение поляризации Λ -гиперонов

Поляризация Λ -гиперона вычисляется в соответствии с формулой (1). Так как в сильном взаимодействии сохраняется пространственная четность, то ненулевая поляризация гиперона возможна только вдоль нормали к плоскости рассеяния (Y). В этом случае строится распределение по косинусу угла θ между осью Y и вектором импульса протона. Пример такого распределения для π^- -пучка приведен на Рис. 4 для суммарной статистики сеансов 2021 и 2022 гг. для сигнальных (сверху) и фоновых (снизу) событий.

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 Λ -гиперона. Для получения максимальной статистики при исследовании зависимости поляризации от x_F и p_T использовались все типы мишеней. Среднее значение массового числа использованных мишеней составляет 62.

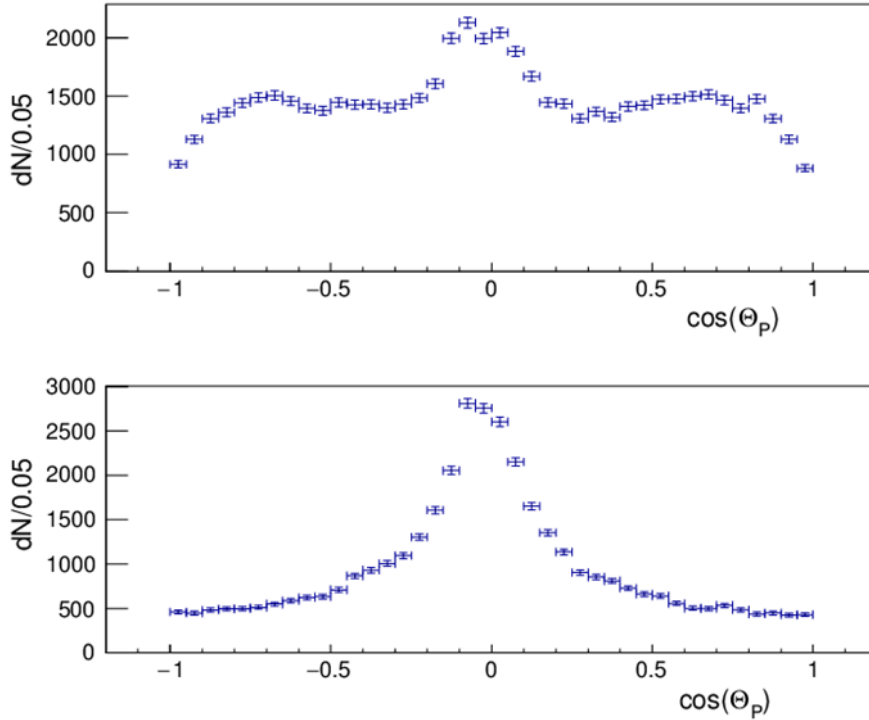


Рис. 4. Распределение по $\cos\theta$, для π -пучка, в сеансах 2021 и 2022 гг. для событий в пике Λ -гиперона (сверху) и для фона (снизу).

В гистограммах распределений по $\cos\theta$ для сигнала и фона показано число событий N_S и N_B , соответственно. Отношение сигнала и комбинаторного фона $R = S/B$ для каждого значения $\cos\theta$ определялось в соответствии с Рис. 2 и выражением (2) и использовалось для вычисления нормировочного коэффициента, на который необходимо умножить гистограмму для фона при его вычитании из данных под пиком: $W = N_S/N_B/(1 + R)$.

Аналогичная процедура использовалась и для Монте-Карло событий, что позволяет после вычитания фона получить распределения по $\cos\theta$ для «чистых» Λ -гиперонов как для данных, так и для симулированных методом Монте-Карло событий. Деление полученных таким образом гистограмм для данных и Монте-Карло событий дает нам поправленные на эффективность регистрации и реконструкции распределения по $\cos\theta$ для Λ -гиперонов.

Поляризация Λ -гиперонов получена в результате фита распределений по $\cos\theta$ в каждом из интервалов по x_F и p_T . Суммарное распределение, поправленное на фон и эффективность регистрации, приведено на Рис. 5. для π^- - (сверху) и K^- - пучка, где линия – результат фита выражением, аналогичному (1):

$$dN/d\cos\theta = N(1 + \alpha_\Lambda P_N \cos\theta), \quad (4)$$

где N – свободный нормировочный множитель, P_N – другой свободный параметр, поперечная поляризация Λ -гиперонов. Шаг в гистограмме по $\cos\theta$ равен 0,05. Два крайних бина не используются.

Для оценки систематической ошибки сверху такие же распределения строились без вычитания фона для каждого интервала по p_T и x_F . Среднее абсолютной величины отклонения оценок P_N , с вычитанием фона и без вычитания фона, является оценкой сверху систематической ошибки (ε_S) поляризации. Для пучка π^- -мезонов мы получаем $\varepsilon_S = 0,019$, а для пучка K^- -мезонов $\varepsilon_S = 0,017$.

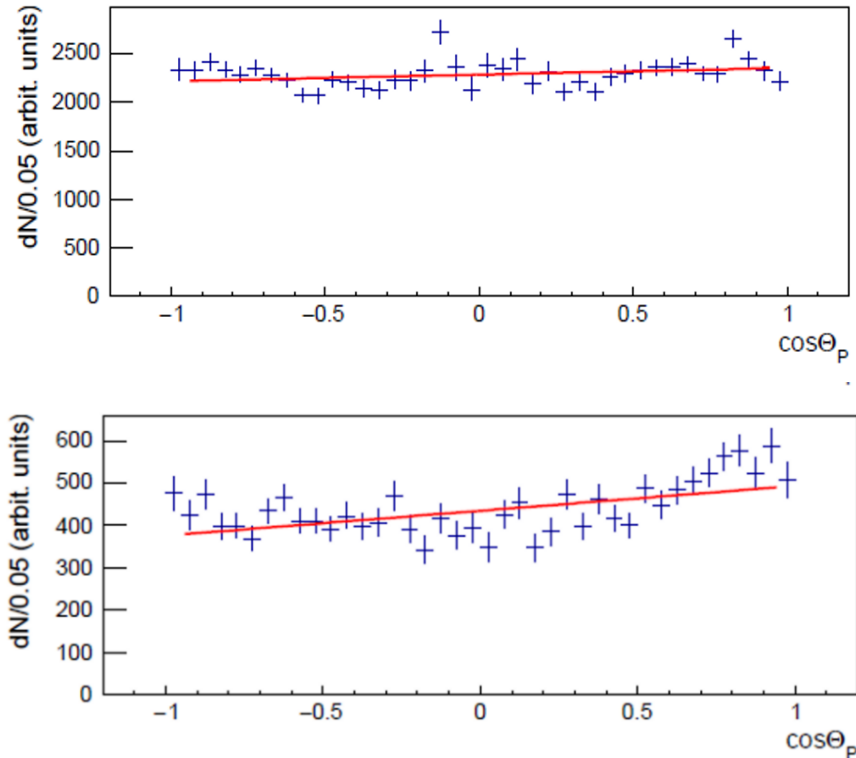


Рис. 5. Распределение по $\cos\theta$ для π^- - (сверху) и K^- (снизу) пучков для всех событий 2021 и 2022 гг., поправленное на эффективность регистрации Λ -гиперонов с вычитанием фона (наклон проведенной прямой – это и есть искомая величина поляризации Λ -гиперона).

Результаты измерений и сравнение с данными других экспериментов

Результаты измерения поляризации Λ -гиперонов в эксперименте СПАСЧАРМ на π^- -пучке приведены в табл. 1, а на K^- -пучке – в табл. 2. В третьей и четвертой колонках таблиц приведены средние значения переменных x_F и p_T , в пятой и шестой колонках показана поперечная поляризация и её статистическая ошибка. Подчеркнем, что значения для каждого интервала приведены для зарегистрированных событий и не поправлено на эффективность регистрации (вес) в зависимости от кинематических параметров. В последней колонке указано найденное число Λ -гиперонов в каждом из интервалов по кинематическим переменным.

Поляризация Λ -гиперонов на π^- -пучке медленно растет при увеличении x_F . Величина $P_N(p_T)$ в области значений $p_T < 1$ ГэВ/с мала, а при $p_T > 1$ ГэВ/с достигает $(23 \pm 9)\%$.

Таблица 1. Поляризация Λ -гиперонов в πA -соударениях для всех ядер

p_T (ГэВ/с), x_F диапазон	p_T , ГэВ/с	x_F	P_N	δP_N	N_Λ
Все события	0.48	0.26	0.041	0.014	43800±242
$-0.5 < x_F < 0.14$	0.33	0.06	-0.067	0.030	10969±128
$0.14 < x_F < 0.25$	0.45	0.20	0.052	0.026	11509±127
$0.25 < x_F < 0.38$	0.53	0.31	0.076	0.027	10881±118
$0.38 < x_F < 1.0$	0.61	0.51	0.069	0.028	11033±115
$0.0 < p_T < 0.31$	0.21	0.17	0.053	0.030	11067±135
$0.31 < p_T < 0.44$	0.37	0.24	-0.016	0.030	9722±114
$0.44 < p_T < 0.61$	0.52	0.28	0.029	0.027	11197±116
$0.61 < p_T < 1.0$	0.75	0.35	0.085	0.028	10324±110
$1.00 < p_T < 2.5$	1.17	0.46	0.234	0.090	1291±44

Таблица 2. Поляризация Λ -гиперонов в K^+A -соударениях для всех ядер

p_T (ГэВ/с), x_F диапазон	p_T , ГэВ/с	x_F	P_N	δP_N	N_Λ
Все события	0.51	0.30	0.184	0.030	8318±94
$-0.5 < x_F < 0.14$	0.34	0.06	0.003	0.075	1416±40
$0.14 < x_F < 0.25$	0.45	0.20	0.177	0.062	1821±44
$0.25 < x_F < 0.38$	0.53	0.31	0.173	0.052	2411±49
$0.38 < x_F < 1.0$	0.62	0.51	0.299	0.056	2342±51
$0.0 < p_T < 0.31$	0.21	0.20	0.006	0.062	1912±46
$0.31 < p_T < 0.44$	0.38	0.27	0.188	0.069	1656±43
$0.44 < p_T < 0.61$	0.52	0.31	0.237	0.063	1923±45
$0.61 < p_T < 1.0$	0.76	0.37	0.226	0.058	2058±47
$1.00 < p_T < 2.5$	1.17	0.47	0.658	0.183	309±18

Поляризация Λ -гиперонов на K^- -пучке, в отличие от данных на π^- -пучке, имеет значительную среднюю (18 ± 3)% положительную величину. Поляризация растет с увеличением x_F и p_T . В области $p_T > 1$ ГэВ/с величина $P_N(p_T)$ достигает (66 ± 18)%.

Для сравнения на Рис. 6 показана зависимость поляризации Λ -гиперонов от x_F (слева) и p_T (справа) в обеих реакциях. P_N для K^- -пучка систематически в несколько раз больше, чем для π^- -пучка, что может быть связано с наличием валентного странного кварка в K^- -мезоне.

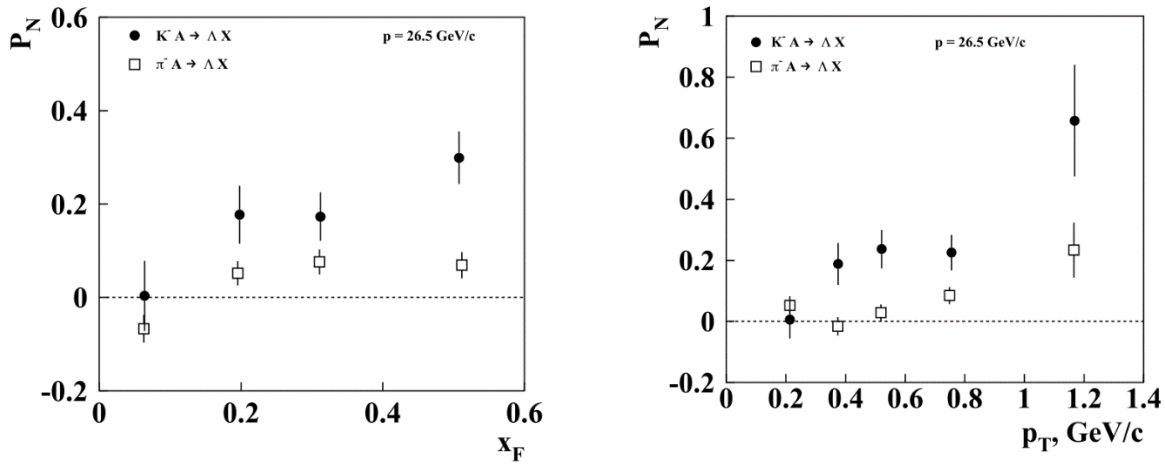


Рис. 6. Зависимость P_N от x_F (слева) и p_T (справа) в реакциях $\pi^-A \rightarrow \Lambda X$ и $K^-A \rightarrow \Lambda X$, полученная при 26.5 ГэВ на экспериментальной установке СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70 в Протвино.

На Рис. 7 и Рис. 8 приведено сравнение наших результатов с полученными ранее экспериментальными данными [20-31]. На Рис.7 приведены зависимости поляризации Λ -гиперона от x_F (слева) и p_T (справа) в реакции $\pi^-p(A) \rightarrow \Lambda X$.

Отметим, что в области фрагментации π^- -мезона было недостаточно данных, и настоящий эксперимент существенно заполнил этот пробел. Для зависимости поляризации Λ -гиперона от p_T в реакции $\pi^-p(A) \rightarrow \Lambda X$ показаны данные только тех экспериментов, которые имеют измерения в широкой области по p_T .

На сегодняшний день данные эксперимента СПАСЧАРМ – это наиболее точные измерения поляризации для данной реакции.

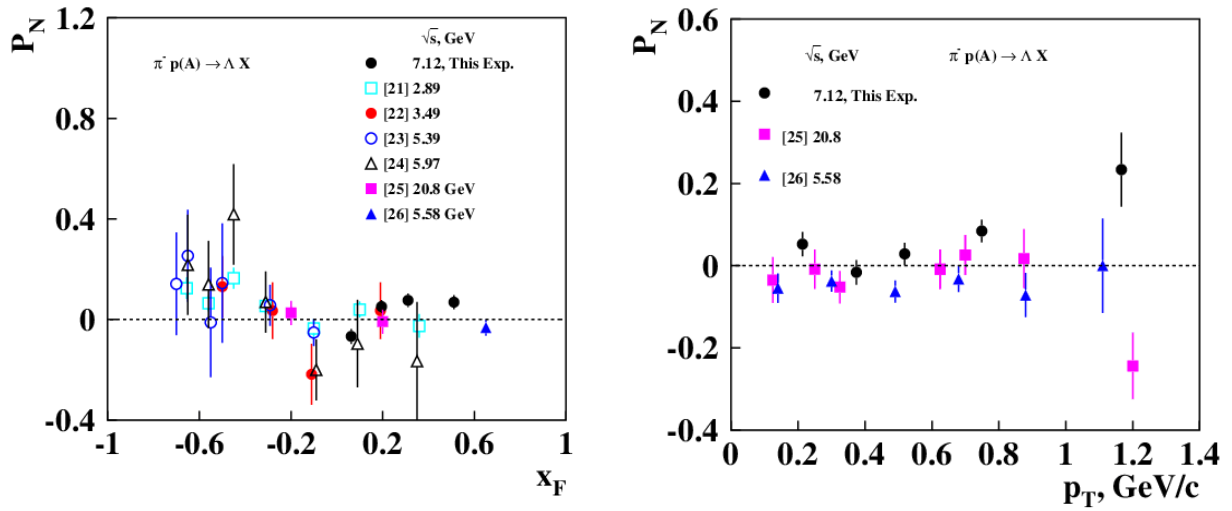


Рис. 7. Зависимости поляризации Λ от x_F (слева) и p_T (справа) в реакции $\pi p(A) \rightarrow \Lambda X$.

Поляризации Λ на протонной мишени в реакции $K p \rightarrow \Lambda X$ (Рис. 8) в области отрицательных значений x_F близка к нулю, а при $x_F > 0$ положительная и растет с увеличением x_F [20,23,27-31]. Данные настоящего эксперимента – единственные, измеренные на ядерных мишенях.

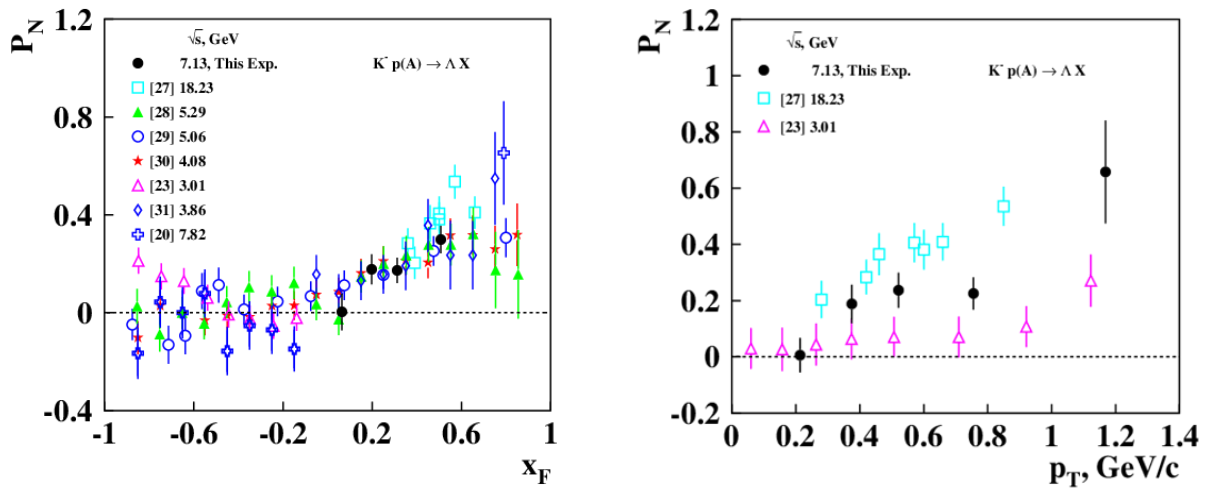


Рис. 8. Зависимости поляризации Λ от x_F (слева) и p_T (справа) в реакции $K p(A) \rightarrow \Lambda X$.

Зависимость поляризации Λ от p_T в реакции $K^- p(A) \rightarrow \Lambda X$ показана только для данных, полученных в широкой области по p_T . В области $p_T < 0.2$ ГэВ/с поляризация близка к нулю. В области $p_T \geq 0.2$ ГэВ/с наблюдается рост $P_N(p_T)$ при увеличении p_T .

Сравнение данных показывает, что наличие в начальном состоянии более тяжелого валентного s -кварка приводит к большей в несколько раз поляризации в области фрагментации пучка. Напомним, что именно s -кварк является носителем спина в Λ -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 π^- -мезона. Отметим указание в нашем эксперименте на рост поляризации Λ -гиперонов при увеличении переменных x_F и p_T , более ярко выраженный для K^- -пучка. При этом мы должны помнить, что доступные области двух переменных – x_F и p_T – в нашем эксперименте коррелированы (см. Рис.3).

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 , с силу соотношения неопределенностей, мы имеем дело с бесцветным в целом объектом и с отсутствием цветных сил, что приводит к уменьшению поляризации гиперонов [9,10,32]. 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 хромоманитной поляризации кварков [9,10,32].

Заключение

Получены первые результаты по поляризации Λ -гиперонов в πA и KA -соударениях при импульсе 26.5 ГэВ/с на ускорительном комплексе У-70. Поляризация Λ -гиперона на K^- -пучке впервые измерена на ядерных мишенях.

Данные на π^- -пучке указывают на незначительную среднюю ($\langle P_N \rangle = (4.1 \pm 1.4)\%$) поперечную поляризацию гиперонов, за исключением области $p_T \geq 1$ ГэВ/с, где поляризация равна $(23 \pm 9)\%$.

Поляризация Λ -гиперонов на K^- -пучке, имеющем валентные s -кварки в своем составе, в отличие от данных на π^- -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 величина 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 её зависимости от p_T и x_F .

Благодарности. 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 Работа выполнена в НИЦ КИ-ИФВЭ при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 22-12-00164). Работа сотрудников НИЯУ МИФИ поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект "Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной" № FSWU-2023-0073.

Список литературы

- [1] В.В. Абрамов, И.Л. Ажгирей, А.А. Борисов и др., ЭЧАЯ **54** 6 (2023).
- [2] G. Bunce, R. Handler, R. March et al., Phys.Rev.Lett. **36**, 1113 (1976).
- [3] V.V.Abramov, preprint ИИЭП 2001-13 (2001), - Protvino (2001). ArXiv [hep-ph/0111128](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111128).
- [4] B. Andersson, J. Phys. Vol. G**17**,1507 (1991).
- [5] T.A. DeGrand, 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] P.A. Zyla, R.M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, PTEP 2020 issue 8, 083C01 (2020).
- [13] В.В. Абрамов, Г.Д. Алексеев, И.Г. Алексеев и др., Препринт НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ 2023-13. – Протвино (2023).
- [14] А. Рязанцев и др., ПТЭ, **66**, № 4, с. 48–54 (2023), DOI: 10.31857/S0032816223030096 [Instrum. and Experim. Techn., **66**, No. 4, pp. 563–569 (2023) DOI: 10.1134/S0020441223030090]
- [15] A.P. Meschanin et al, Physics of Atomic Nuclei, **85**, No. 12, 2043 (2022), DOI: 10.1134/S1063778822100386
- [16] D. Steinschaden for the PANDA Collaboration, J.Phys.Conf.Ser.**1085**,4, 042045 (2018).
- [17] Maximilian Reininghaus, Torbjörn Sjöstrand and Marius Utheim, EPJ Web of Conferences **283**, 05010 (2023).
- [18] R Brun, GEANT – Detector Description and Simulation Tool (1993) <https://cds.cern.ch/record/1073159/files/cer-002728534.pdf>.
- [19] J. Podolanski and R. Armenteros, Phil. Mag. **45**, 13 (1954).
- [20] M.L. Faccini-Turluer, R. Barloutaud, C. Cochet et al., Z. Phys., C **1**, 19 (1979).
- [21] B. Adeva, M. Aguilar, J.A. Rubio et al., Z. Phys., C **26**, 389 (1984)
- [22] R. Sugahara, F. Ochiai, Y.Fukui et al., Nucl. Phys. B **156**, 237 (1979).

- [23] F. Barreiro, O. Benary, J.E. Brau et al., Phys. Rev. D **17**, 669 (1978).
- [24] P.H. Stuntebeck, N.M. Cason, J.M. Bishop et al., Phys. Rev. **D9**,608 (1974).
- [25] S. Barlag, H. Becker, A. Bozaket al., PLB**325**,531(1994).
- [26] J. Bensinger, F. Lomanno, B.d. Magnuson et al., Phys. Rev. Lett. **50**,313 (1983).
- [27] S.A. Gourlay, H.L. Melanson, M.A. Abolins et al., Phys. Rev. Lett. **56**,2244 (1986).
- [28] H. Abramowicz, R. Barloutaud, A. Borg et al., Nucl. Phys. **B105**,222 (1976).
- [29] H. Grassler, R. Honecker, H. Laven et al., Nucl. Phys. **B136**,386 (1978).
- [30] M.Baubillier, I.J. Bloodworth, G.J. Bossen et al., Nucl.Phys. **B148**,18 (1979).
- [31] S.U. Chung, R.L. Eisner, S.D. Protopopescu et al., Phys. Rev. **D11**,1010(1975).
- [32] V.V. Abramov, A. Aleshko, V.A. Baskov et al., Phys.Part.Nucl. **52**, 6, 1044 (2021).

Рукопись поступила 5 августа 2024 г.

В.В. Абрамов и др.

Обнаружение поляризации Λ -гиперонов, образованных при взаимодействии K - мезонов с ядрами.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 07.08.2024 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1, 25. Уч.– изд.л. 1,6. Тираж 60. Заказ 8. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2024-9,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2024
