

1-99-198

На правах рукописи
УДК 539.126

Т - 484

ТКАЧЕВ
Александр Леонидович

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ Λ^0 , ОБРАЗОВАННЫХ
В НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ,
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ЭКСЧАРМ И NA48**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Общая характеристика работы.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук **КЕКЕЛИДЗЕ**
Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор **ЕФРЕМОВ**
Анатолий Васильевич
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник **КУХТИН**
Виктор Васильевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Московский
инженерно-физический институт (технический университет)

Защита состоится " " 1999 г. на заседании диссертационного совета " " при Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ

Автореферат разослан " " 1999 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета **КРИВОХИЖИН**
Василий Геннадиевич

Актуальность проблемы

Более 15 лет назад было обнаружено, что инклюзивно рожденные Λ^0 имеют значительную поляризацию. Поляризация исследовалась в широком диапазоне энергий и при различных углах рождения Λ^0 . Было найдено, что абсолютная величина поляризации монотонно возрастает с увеличением поперечного импульса p_t образуемых Λ^0 в области $p_t < 1$ ГэВ/с. Также было замечено, что при $p_t > 1$ ГэВ/с зависимость поляризации от p_t выходит на плато, величина которого определяется значением переменной Фейнмана x_F рожденных Λ^0 . При этом имеет место монотонный рост абсолютной величины поляризации от x_F при фиксированном p_t . Некоторые теоретические модели пытаются объяснить имеющиеся экспериментальные данные по поляризации, однако механизм поляризации до сих пор не выяснен.

Большинство экспериментов было проведено в протонных пучках. На сегодняшний день, было проведено только одно измерение поляризации Λ^0 , образованных в нейтронном пучке (эксперимент БИС-2), которое указало на несколько более высокое значение поляризации, чем в экспериментах с протонными пучками.

Основной целью работы является измерение поляризации Λ^0 , инклюзивно образованных в нуклон-ядерных взаимодействиях в расширенном диапазоне значений p_t и x_F по сравнению с имеющимися данными.

Новизна и научная значимость работы:

- с наибольшей точностью измерена поляризация Λ^0 , инклюзивно рожденных в нейтрон-нуклонных взаимодействиях;
- проведенные измерения расширили область значений p_t , при которых существовали экспериментальные данные по поляризации Λ^0
- впервые с высокой точностью показано хорошее согласие поляризации Λ^0 , рожденных в нейтрон-нуклонных и протон-нуклонных взаимодействиях.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Апробация работы. Результаты, выносящиеся на защиту, многократно обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации ЭКСЧАРМ и NA48, на лабораторных семинарах Объединенного Института Ядерных Исследований, были представлены на научной сессии Московского Инженерно - Физического Института, на международной конференции по адронам в Генуе и опубликованы в работах [1-4].

Диссертация состоит из введения (первая глава), пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы.

Содержание работы

Во введении (первая глава) обоснована актуальность выбранной темы исследования, сформулирована цель диссертации, приведена ее структура.

Вторая глава содержит обзор экспериментов по измерению и исследованию поляризации Λ^0 . Рассмотрен ряд основных моделей, предсказывающих отрицательную поляризацию Λ^0 , рожденных в адронных взаимодействиях.

Поляризация Λ^0 исследовалась в широком диапазоне энергий пучков и при различных углах рождения Λ^0 . Большинство экспериментов по поляризации проводилось в протонных пучках и было нацелено на измерение поляризации в зависимости от переменных p_t и x_F . Было обнаружено, что в области $p_t < 1$ ГэВ/с имеет место монотонный рост абсолютного значения поляризации в зависимости от поперечного импульса p_t , а при $p_t > 1$ ГэВ/с зависимость поляризации от p_t выходит на плато, величина которого определяется значением x_F . При этом абсолютная величина поляризации растет монотонно с увеличением x_F при фиксированном p_t .

Во третьей главе диссертации дано описание экспериментальной установки ЭКСЧАРМ.

Результаты по измерению поляризации Λ^0 , образованных в нейтрон-углеродных взаимодействиях, получены с помощью спектрометра ЭКСЧАРМ, который расположен в канале нейтральных частиц 5Н серпуховского ускорителя. Энергетический

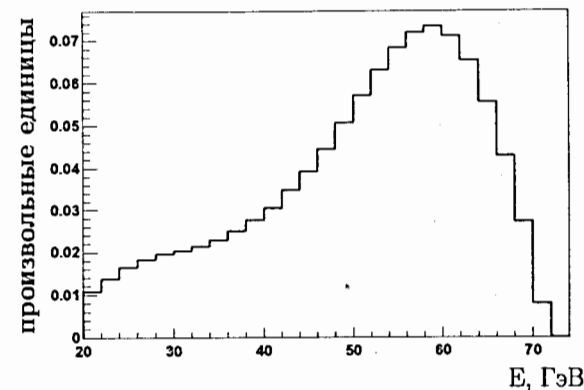


Рис. 1: Энергетический спектр нейтронов пучка.

спектр нейтронов пучка приведен на Рис.1. На Рис.2 приведена схема основных элементов установки ЭКСЧАРМ. В состав установки входят: — антисчетчик A ; углеродная мишень T толщиной $1,3 \text{ г/см}^2$ по пучку; анализирующий магнит M , (магнит изменяет поперечную компоненту импульса заряженных частиц примерно на $0,6 \text{ ГэВ/с}$; система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности); система из 11 двух- и 3 трех-плоскостных многопроволочных пропорциональных камер PC , расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом $100 \times 60 \text{ см}^2$, за магнитом — $200 \times 100 \text{ см}^2$); годоскопы сцинтилляционных счетчиков $H1$ и $H2$, используемые для выработки сигнала, запускающего установку (триггер); сцинтилляционные счетчики монитора нейтронного пучка Mn ; адронный калориметр HC , используемый для восстановления энергетического спектра нейтронов в пучке; четырнадцатиканальный $C1$ и тридцатидвухканальный ($C2$) - пороговые газовые черенковские счетчики, используемые для идентификации заряженных частиц.

Система запуска установки настроена на регистрацию событий, которые в конечном состоянии содержат четыре и более заряженные частицы, прошедшие через всю установку.

Расположение элементов установки описывается в правой ортогональной системе координат, начало которой совпадает с гео-

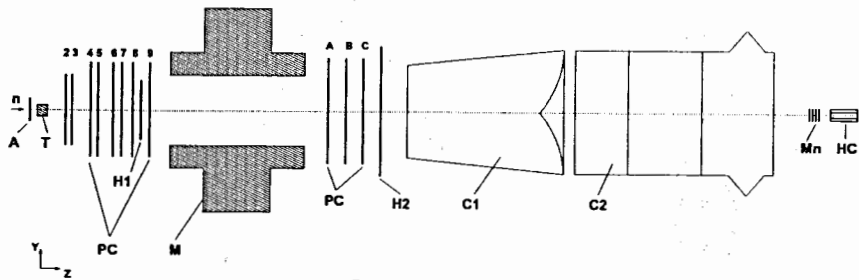


Рис. 2: Спектрометр ЭКСЧАРМ.

метрическим центром межполюсного зазора магнита. Ось Z направлена вдоль оси пучка, а ось Y – вверх. Установка симметрична относительно горизонтальной плоскости XOZ.

В четвертой главе приведено описание программного обеспечения, используемого для геометрической реконструкции зарегистрированных событий, восстановления их кинематических характеристик, физического анализа данных.

Обработка записанных на магнитные носители данных осуществлялась по следующим этапам:

- Этап 1 – восстановление геометрических параметров траекторий заряженных частиц, определение их импульсов в предположении неоднородности магнитного поля и записи результатов этого этапа на ленту суммарных результатов DST (Data Summary Tape);
- Этап 2 – отбор событий, содержащих нейтральную вилку (V^0) – два разноименно заряженных трека, имеющих общую точку пересечения; результатом этого этапа являются сформированные miniDST, содержащие события, в которых присутствуют кандидаты в Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, K^0 ;
- Этап 3 – отбор событий различных конфигураций, зависящих от типа исследуемых состояний, например событий, содержащих Λ^0 и несколько заряженных треков, родившихся в общей вершине в мишени; в результате формируются файлы в ROOT формате, содержащие т.н. “деревья”;
- Этап 4 – физический анализ отобранных на этапе 3 событий определенной конфигурации с целью поиска сигналов в

спектрах эффективных масс конечных состояний и последующего измерения поляризации.

Этапы обработки 3 и 4 проводились с помощью специально разработанной библиотеки C++ классов на основе, спроектированных для работы с системой ROOT. Приложениями этих библиотек явились программа отбора и записи данных из формата miniDST в ROOT-совместимый формат, программа физического анализа и многочисленные вспомогательные средства, предназначенные для интерактивной работы с C++ интерпретатором CINT, являющимся частью системы ROOT. Библиотека классов была разделена на две подгруппы:

- Классы, предназначенные для работы с типичными задачами векторной алгебры и начал аналитической геометрии. К таким задачам отнесены понятие 3-х мерного вектора вместе с наиболее часто используемыми операциями над ним, понятие прямой в пространстве, которая в данной библиотеке представлена в виде точки (радиус-вектора) и направляющего вектора, и понятие пары прямых. К этим классам добавлен также класс 4-х мерного вектора, необходимый для физического анализа, а также другие классы, специфичные для эксперимента ЭКСЧАРМ, например, класс, отражающий понятие “нейтральная вилка”.
- Классы, предназначенные для ROOT ввода/вывода. Эти классы являют собой перевод понятий, обычных для физического анализа в рамках эксперимента ЭКСЧАРМ, с обычного языка на язык классов C++. К таким понятиям относятся понятия “параметры трека до или после магнита”, “полный трек” и “результат работы черенковских счетчиков”. Понятие “событие” есть набор этих понятий с добавлением к ним элементарных понятий, таких как “знак магнитного поля”, “номер рана” и тому подобные. Все соответствующие C++ классы являются потомками класса “TObject”, предоставляемого библиотекой ROOT, что позволило реализовать их ввод/вывод.

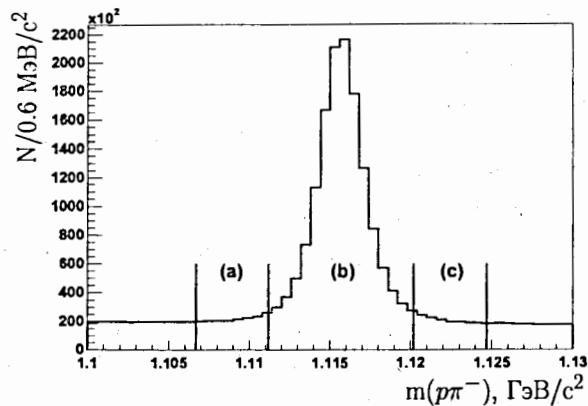


Рис. 3: Спектр эффективных масс системы $p\pi^-$; (b) - область сигнала Λ^0 ; (a) и (c) - области фоновых событий.

Пятая глава посвящена методике измерения поляризации Λ^0 в эксперименте ЭКСЧАРМ, получению результатов и их сравнению с результатами других экспериментов, проведенных в pp и pA взаимодействиях.

События отбирались из $\approx 119 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-нуклонных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром ЭКСЧАРМ в соответствии с условиями его экспозиции (см. Гл.3).

Поиск Λ^0 гиперонов осуществлялся по их распаду

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, \quad (1)$$

что соответствует топологии так называемой "нейтральной вилки" (V^0). Под V^0 подразумевается пара реконструированных траекторий от одной положительно и одной отрицательно заряженной частицы, имеющих общую вершину (минимальное расстояние между траекториями этих частиц не превышает 0.4 см), Z координата которой на 5 см превышает положение мишени, но не превышает Z координату первой РС. Точка рождения Λ^0 (вершина события), восстановленная как точка наибольшего сближения всех зарегистрированных в событии частиц, должна была находиться в пределах мишени.

На Рис.3 представлен спектр эффективных масс в системе $p\pi^-$ для отобранных V^0 . События отбирались, как распады (1),

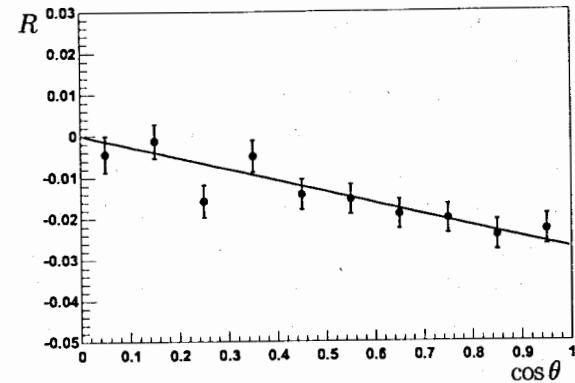


Рис. 4: Распределение R (4), построенное всех для отобранных Λ^0 .

если эффективная масс системы $p\pi^-$ была в пределах $3\sigma_m$ от табличной массы Λ^0 (область (b)), где $\sigma_m \approx 1.5$ МэВ - экспериментальное разрешение по этому параметру. Суммарное число распадов Λ^0 в сигнале равняется $\approx 1.1 \cdot 10^6$, а отношение сигнала к фону равно ≈ 3.3 . Эти значения были определены при помощи аппроксимации спектра функцией Гаусса для сигнала и постоянным значением для фона. При последующем анализе изучаемые распределения строились отдельно для событий из области сигнала (b) и фоновых событий из областей (a) и (c) (см. Рис.3). Разница соответствующих распределений рассматривалась, как распределение для сигнала.

Согласно сохранению P -четности в сильных взаимодействиях, любая ненулевая поляризация должна быть перпендикулярна плоскости рождения, определяемой как $\mathbf{n}_{\text{prod}} = \mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\Lambda$, где \mathbf{k}_n и \mathbf{k}_Λ - направляющие векторы соответственно нейтронного пучка и Λ^0 . Вектор \mathbf{k}_n был восстановлен как вектор, указывающий из центра внутренней мишени на реконструированную вершину события. Поляризация Λ^0 , обозначаемая далее как \mathcal{P} , определяется из углового распределения протонов от распада Λ^0 (1) в системе покоя Λ^0 :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = A(\cos \theta)(1 + \alpha \mathcal{P} \cdot \cos \theta), \quad (2)$$

где $\cos \theta = \mathbf{n}_{\text{prod}} \cdot \mathbf{k}_p$, (\mathbf{k}_p есть направляющий вектор протона

распада), $\alpha = 0.642$ – параметр асимметрии распада Λ^0 , и $A(\cos\theta)$ – аппаратная функция, которая зависит от $\cos\theta$ и от набора ряда других кинематических переменных.

Для измерения поляризации использовалась так называемая методика сокращения аппаратной функции. Используемый метод основан на симметрии установки относительно горизонтальной плоскости ZOX (магнитное поле направлено вертикально). Два распределения зарегистрированных событий по $\cos\theta$ были построены отдельно для каждого из азимутальных секторов рождения Λ^0 : вверх (“Up”) и вниз (“Down”) относительно плоскости ZOX. Эти распределения связаны с \mathcal{P} следующим образом:

$$U(\cos\theta) \equiv \frac{dN_U}{d\cos\theta} = A_U(\cos\theta)(1 + \alpha\mathcal{P} \cdot \cos\theta)$$

$$D(\cos\theta) \equiv \frac{dN_D}{d\cos\theta} = A_D(\cos\theta)(1 + \alpha\mathcal{P} \cdot \cos\theta),$$

где N_U и N_D – число Λ^0 , родившихся соответственно в секторах “Up” и “Down”. При построении распределения для $U(\cos\theta)$ и $D(\cos\theta)$ была проведена описанная выше процедура вычитания фона. Если верхняя и нижняя части установки симметричны относительно плоскости ZOX, то:

$$A_U(\cos\theta) = A_D(-\cos\theta) \quad (3)$$

для $-1 < \cos\theta < 1$
и тогда отношение

$$R(\cos\theta) \equiv \frac{\sqrt{U(\cos\theta) \cdot D(\cos\theta)} - \sqrt{U(-\cos\theta) \cdot D(-\cos\theta)}}{\sqrt{U(\cos\theta) \cdot D(\cos\theta)} + \sqrt{U(-\cos\theta) \cdot D(-\cos\theta)}}, \quad (4)$$

определенное в интервале $0 < \cos\theta < 1$ (из-за нечетности функции R относительно $\cos\theta$), не содержит аппаратной функции и связано с \mathcal{P} соотношением

$$R(\cos\theta) = \alpha\mathcal{P} \cdot \cos\theta. \quad (5)$$

Распределения R по $\cos\theta$ были получены как для всех зарегистрированных Λ^0 (Рис.4), так и для 7 интервалов поперечного импульса p_t в разных областях x_F . Поскольку импульс

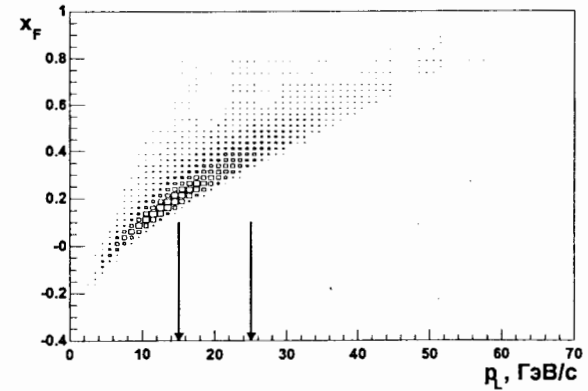


Рис. 5: Распределение зарегистрированных Λ^0 по x_F и p_t для моделированных событий. Стрелки обозначают три выбранных интервала по p_t , соответствующие трем интервалам по x_F .

Таблица 1: Поляризация Λ^0 в зависимости от p_t для трех наборов данных с разными x_F .

$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с	$\langle x_F \rangle$ $0.16^{+0.09}_{-0.12}$	$\langle x_F \rangle$ $0.35^{+0.08}_{-0.13}$	$\langle x_F \rangle$ $0.56^{+0.12}_{-0.17}$
	\mathcal{P} , %	\mathcal{P} , %	\mathcal{P} , %
0.20	-1.2 ± 0.9	-1.8 ± 1.2	$+1.2 \pm 2.7$
0.32	-3.4 ± 0.8	-2.9 ± 1.0	-2.1 ± 2.1
0.48	-1.0 ± 1.0	-6.4 ± 1.0	-6.2 ± 2.1
0.61	-2.0 ± 1.4	-7.5 ± 1.1	-7.8 ± 2.3
0.77	-1.6 ± 2.0	-8.7 ± 1.5	-12.8 ± 2.8
0.91	-0.4 ± 2.9	-12.4 ± 2.1	-20.4 ± 3.6
1.17	-1.4 ± 3.6	-8.9 ± 2.2	-23.5 ± 3.8
все p_t			
0.50	-1.9 ± 0.5	-5.7 ± 0.5	-7.9 ± 1.0

нейтрона пучка неизвестен в каждом конкретном событии, для определения области значений x_F использовалась корреляция между x_F и p_t – продольным импульсом Λ^0 , выделенного в событии. Такая корреляция была получена путем моделирования (Рис.5). Три выбранных интервала по p_t (стрелки на Рис.5) позволили выбрать три перекрывающихся x_F -интервала. Для

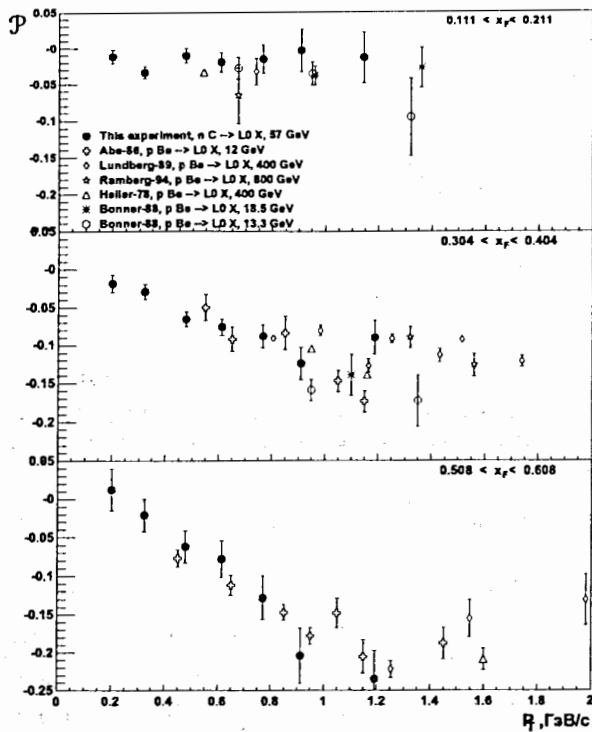


Рис. 6: Поляризация инклюзивно рожденных Λ^0 в зависимости от p_t при значениях x_F , ограниченных в пределах трех интервалов, как показано на рисунке. Приведены результаты данного эксперимента, а также других наиболее точных экспериментов.

измерения поляризации \mathcal{P} распределения $R(\cos\theta)$ аппроксимировались в соответствии с выражением (5). Поляризация, измеренная в разных интервалах p_t и в выбранных областях x_F , представлена в таблице 1 и на Рис.6 и 7. Рис.6 показывает полученные значения \mathcal{P} как функцию от p_t отдельно для каждого из трех x_F -интервалов. В таблице и на рисунках приведены только статистические ошибки. Оценка систематических ошибок \mathcal{P} , основной вклад в которые обусловлен асимметрией установки (± 0.008), и точностью определения направления нейтронов пучка (± 0.002), показывает, что они существенно меньше статистической ошибки, и ими можно прене-

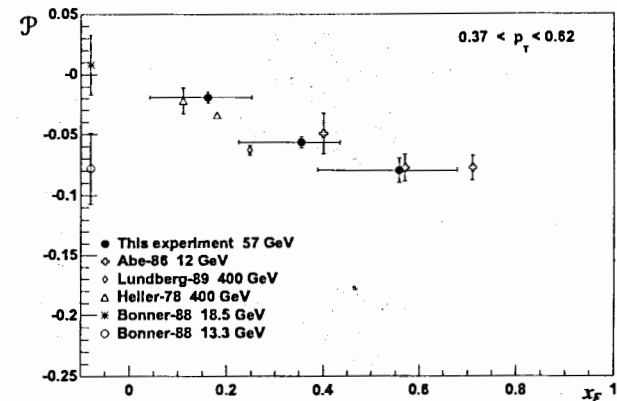


Рис. 7: Измеренная поляризация Λ^0 в зависимости от x_F . Данные других экспериментов ограничены так, чтобы значения p_t были близки к наблюдаемому интервалу p_t в эксперименте ЭКСЧАРМ.

бречь. Данные других наиболее точных экспериментов, проведенных в протонных пучках, также приведены на Рис.6 и 7. Отчетливо видно, что результаты данной работы находятся в хорошем согласии с остальными данными, полученными в протонных пучках при $p_t \gtrsim 0.6$ ГэВ. Однако, при малых значениях p_t результаты данной работы являются единственными. Таким образом, существенно расширен диапазон p_t , при котором измерена поляризация \mathcal{P} . Это позволило сделать вывод о ее равномерном и монотонном возрастании по абсолютной величине во всем интервале p_t от 0.2 до ≈ 1.0 ГэВ/с. Приведенные результаты получены для Λ^0 , которые образуются как непосредственно в нуклон-ядерных взаимодействиях, так и в результате распадов более тяжелых гиперонов. Примесь последних вносит определенный фактор деполяризации, который в данной работе не был учтен.

Шестая глава посвящена процедуре измерения поляризации Λ^0 в эксперименте NA48.

Блок-схема установки NA48 представлена на Рис.8. Нейтральный пучок, содержащий наблюдаемые Λ^0 образовывался на бериллиевой мишени T (2 мм в диаметре и 400 мм длиной) протонами под углом 4.2 мрад в вертикальной плоскости. Пу-

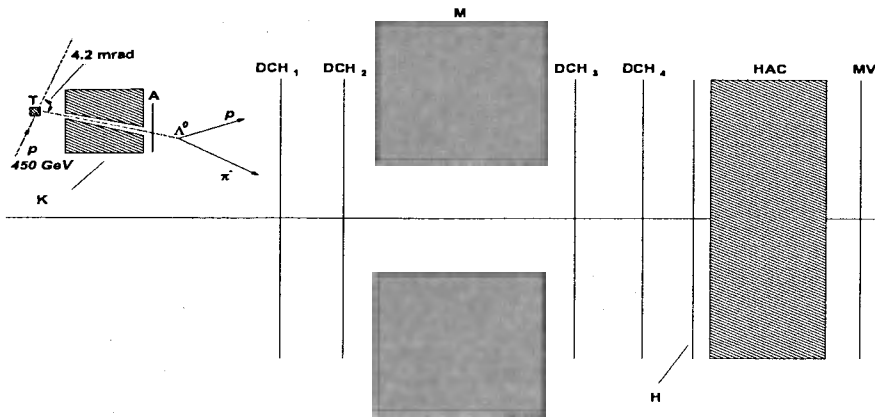


Рис. 8: Блок-схема установки NA48.

чок формировался коллиматором K длиной 1.5 м, имеющим конусообразное отверстие, начало которого отстоит от мишени на 4.5 м вдоль пучка, а конец – на 6.0 м. Коллиматор выполнен из намагниченного железа с вольфрамовыми вставками. Величина магнитного поля в промежутке между T и выходом из K составляет 7.5 Тл·м. На выходе из коллиматора расположен счетчик A , работающий в режиме антисовпадений.

Анализ основан на данных, полученных в 40-часовом сеансе на SPS ЦЕРН в 1995 году. Протонный пучок с импульсом 450 ГэВ/с и интенсивностью около 10^7 ррр падал на мишень в течение 2.4 сек. (время спилла) каждые 14.4 сек.

При анализе поляризации использовались следующие элементы детектора:

- Магнитный спектрометр с двумя дрейфовыми камерами до и одной после ($DCH1 - DCH4$) анализирующего магнита M , который меняет поперечный импульс частиц на 267 МэВ/с; каждая дрейфовая камера состоит из четырех двойных плоскостей со сдвинутыми проволоками для разрешения лево-правых неопределенностей; ориентация проволок в четырех проекциях - горизонтальная, вертикальная и под углом $\pm 45^\circ$ по отношению к горизонтальной плоскости; координатное разрешение одной дрейфовой камеры составляет 110 $\mu\text{м}$, а среднее разрешение спектрометра из трех камер составляет $\Delta p/p = 0.6\%$, что приводит к разрешению по восстановленной массе Λ^0 по распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, равному 1.16 МэВ/с²

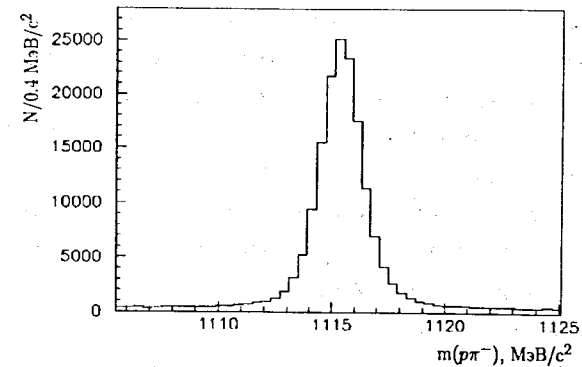


Рис. 9: Распределение по эффективной массе системы $p\pi^-$ для кандидатов в Λ^0 , отобранных в эксперименте NA48.

влияет 110 $\mu\text{м}$, а среднее разрешение спектрометра из трех камер составляет $\Delta p/p = 0.6\%$, что приводит к разрешению по восстановленной массе Λ^0 по распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, равному 1.16 МэВ/с²

- Адронный калориметр HAC , сконструированный из железных пластин, прослоенных сцинтилляционными плоскостями, предназначенный измерять адронные ливни; считывание сигналов осуществлялось в горизонтальной и вертикальной проекциях; быстросчитываемая полная энергия калориметра используется в системе запуска установки;
- Сцинтилляционный годоскоп H , расположенный перед калориметром, для регистрации заряженных частиц и выработки сигнала для триггера первого уровня.
- Мюонный счетчик MV , состоящий из трех плоскостей пластиковых сцинтилляторов, перед каждым из которых находится железная пластина толщиной 80 см

Данные для измерения поляризации были записаны при условии регистрации двух заряженных частиц. Регистрировались события, у которых было по меньшей мере два срабатывания в двух диагонально противоположных квадрантах H , полная выделенная энергия в HAC была больше, чем 32 ГэВ, а в счетчиках A и MV не было сигналов. Всего было реконструировано

4.1×10^5 событий, соответствующих требуемой топологии.

Среди реконструированных событий искались Λ , $\bar{\Lambda}$ и K_S по их распадам, соответственно, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ и $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. С этой целью отбирались события, содержащие две траектории (одну положительную и одну отрицательную) с восстановленной вершиной, которая расположена в интервале распадного объема длиной 35 м, начинающегося непосредственно за А. Импульс каждой из траекторий превышал 10 ГэВ/с, а полный импульс двух траекторий был в диапазоне между 50 ГэВ/с и 200 ГэВ/с. Угол между осью нейтрального пучка и полным импульсом двух траекторий требовался меньшим, чем 0.6 мрад, чтобы исключить события, образовываемые взаимодействиями на коллиматоре.

Для отбора событий, согласующихся с распадами Λ , $\bar{\Lambda}$ или K_S , инвариантная масса двух траекторий реконструировалась при гипотезе распада в $p\pi^-$ (см. Рис.9), $\bar{p}\pi^+$ или $\pi^+\pi^-$, соответственно. События считались распадами $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$ если инвариантная масса была в пределах $3.5 \text{ МэВ}/c^2$ от табличной массы $\Lambda(\bar{\Lambda})$. События считались $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, если инвариантная масса была в пределах $10 \text{ МэВ}/c^2$ от табличной массы K_S . Распады $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, удовлетворяющие также гипотезе K_S , отбраковывались для уменьшения фона от распадов K_S в событиях-кандидатах в $\bar{\Lambda}$. События, удовлетворяющие критерию Λ , не рассматривались при анализе K_S .

Число распадов $\Lambda \rightarrow p\pi^+$, оставшихся после указанных критериев отбора, составило 88039. Также были отобраны 8810 событий распадов $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ и 219309 событий распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, которые использовались для определения геометрии детектора и оценки систематических ошибок.

Для каждого события система координат определена таким образом, что горизонтальная ось \hat{n}_x является также нормалью к плоскости рождения Λ^0 , $\hat{n}_x = \vec{p}_{in} \times \vec{p}_\Lambda / |\vec{p}_{in} \times \vec{p}_\Lambda|$, где \vec{p}_{in} и \vec{p}_Λ , соответственно, импульсы протона пучка и образовывавшейся Λ^0 , ось \hat{n}_y выбрана так, чтобы система координат была правой: $\hat{n}_y = \hat{n}_z \times \hat{n}_x$. Λ^0 поляризация $\vec{P}(\mathcal{P}_x, \mathcal{P}_y, \mathcal{P}_z)$ определяется угло-

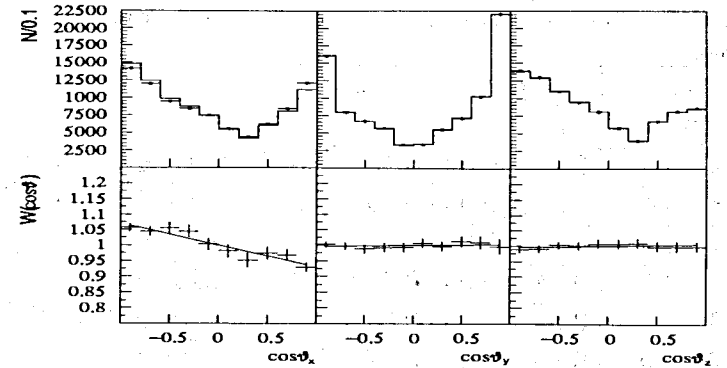


Рис. 10: Распределения $N(\cos\theta_i)$ (точки), $A(\cos\theta_i)$ (гистограмма) и $W(\cos\theta_i)$ для $i = x, y, z$.

вым распределением протона распада в системе покоя Λ^0 ,

$$N(\cos\theta_i) = A(\cos\theta_i) \cdot (1 + \alpha \mathcal{P}_i \cos\theta_i) = A(\cos\theta_i) \cdot W(\cos\theta_i), \quad (6)$$

$i = x, y, z,$

где $\cos\theta_i = \hat{n}_i \cdot \hat{k}$ (\hat{k} – направляющий вектор протона распада), $A(\cos\theta_i)$ – аппаратная функция, которая была определена путем моделирования методом Монте-Карло.

Распределения $N(\cos\theta_i)$ вместе с распределениями $A(\cos\theta_i)$ (гистограмма) для $i = x, y, z$ показаны на Рис.10. Распределение $W(\cos\theta_i)$, полученные после вычисления и учета аппаратной функции, также приведены на Рис.10. Эти распределения были аппроксимированы прямой линией, что привело к значению поляризации

$$\mathcal{P}_x = -0.109 \pm 0.012, \quad (7)$$

усредненной по всем интервалам p_t и x_F . Измерения поляризации в направлениях y и z , как и ожидалось согласно закону сохранения четности при образовании Λ^0 , совместимы с нулем: $\mathcal{P}_y = 0.006 \pm 0.012$ и $\mathcal{P}_z = 0.007 \pm 0.011$. Для того, чтобы иметь независимую оценку систематической ошибки поляризации, были проанализированы распределения $\cos\theta_x$ и $\cos\theta_y$ для K_S и получены значения поляризации, которые составили 0.010 ± 0.009 и

Таблица 2: Средние значения p_t , x_F и \mathcal{P}_x измеренные в соответствующих p_t интервалах.

p_t интервал [ГэВ/с]	p_t [ГэВ/с]	x_F	\mathcal{P}_x
0.2 - 0.3	0.28 ± 0.02	0.13 ± 0.01	$-0.053 \pm 0.034^{+0.001}_{-0.019}$
0.3 - 0.4	0.36 ± 0.03	0.16 ± 0.01	$-0.066 \pm 0.018^{+0.007}_{-0.037}$
0.4 - 0.5	0.45 ± 0.03	0.21 ± 0.01	$-0.114 \pm 0.017^{+0.006}_{-0.021}$
0.5 - 0.6	0.54 ± 0.03	0.25 ± 0.01	$-0.155 \pm 0.025^{+0.010}_{-0.035}$
0.6 - 0.7	0.64 ± 0.03	0.30 ± 0.01	$-0.208 \pm 0.035^{+0.015}_{-0.039}$
0.7 - 1.0	0.86 ± 0.05	0.37 ± 0.02	$-0.298 \pm 0.074^{+0.026}_{-0.077}$

0.003 ± 0.009 , соответственно. Среднее значение ошибки измерения \mathcal{P}_z и \mathcal{P}_y для Λ распадов, равное ± 0.011 , было взято в качестве меры систематической ошибки в \mathcal{P}_x (7). Эта ошибка согласуется со значениями, полученными для \mathcal{P}_x и \mathcal{P}_y в случае K_s , где физическая поляризация должна быть нулем в силу того, что каон не имеет спина.

Поляризация была измерена в различных интервалах поперечного импульса p_t . Результаты сведены в таблицу 2. Полученные результаты приведены с учетом статистических и систематических ошибок. Систематическая ошибка поляризации, представленная в таблице 2, определена как квадратичная сумма полученных отклонений от центрального значения \mathcal{P} при варьировании условий выделения Λ^0 . Общие ошибки отражены также и на Рис.11.

Не было обнаружено поляризации в отобранных $\bar{\Lambda}$ событиях: $\mathcal{P}_x = -0.014 \pm 0.037$.

Из-за фиксированного угла рождения Λ^0 , имеет место взаимно однозначное соответствие между x_F и p_t . Поэтому поведение поляризации, представленной на Рис.11 отражает обе зависимости – как p_t , так и x_F . Некоторые другие эксперименты, выполненные с фиксированной мишенью, представлены на том же рисунке. Они были получены при различных энергиях пучка и углах рождения Λ^0 и, следовательно, представляют разные интервалы x_F при том же p_t интервале. Данные эксперимента

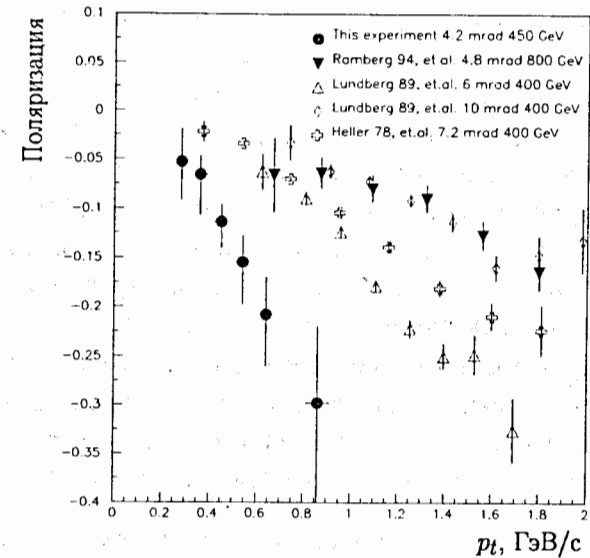


Рис. 11: Поляризация Λ^0 как функция p_t .

NA48 указывают на более резкую зависимость поляризации от p_t , чем в других экспериментах. Частично это может быть обусловлено меньшими примесями Λ^0 , образованных от распадов более тяжелых гиперонов.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации

1. С наибольшей точностью измерена поляризация Λ^0 , инклюзивно рожденных в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. Измерения проведены в кинематической области $0.1 \lesssim x_F \lesssim 0.6$ и $0.2 \leq p_t \leq 1.2$.
2. Полученные результаты по измерению поляризации позволили расширить область p_t , в которой существовали экспериментальные данные по поляризации Λ^0 , образовываемых в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных взаимодействиях
3. Показано, что абсолютное значение поляризации монотонно возрастает с ростом p_t в каждой из областей x_F , а также в зависимости от x_F .
4. Показано, что поляризация Λ^0 , образовываемых нейтронами, хорошо согласуется с данными, полученными в pp и pA взаимодействиях.

5. Получено, что абсолютная величина поляризации Λ^0 , образующихся в pN взаимодействиях при угле 4.2 мрад и энергии протонов пучка 450 ГэВ больше, чем в других экспериментах, проведенных в pp и pN взаимодействиях..
6. Разработан и реализован на практике метод определения положения внутренней мишени в эксперименте ЭКСЧАРМ. Метод основан на исследовании различий в поляризации Λ^0 и асимметрии K^0 , измеренных при различных знаках магнитного поля спектрометрического магнита.
7. Разработано программное обеспечение, позволяющее проводить физический анализ данных эксперимента ЭКСЧАРМ на основе системы ROOT с использованием языков C++ и Perl, а также библиотек СУБД Sybase.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-4], вклад автора в которые в плане выполнения задач и получения физических результатов, изложенных в диссертации, является определяющим.

1. A.N.Aleev ... A.L.Tkatchev et al., A Measurement of the Transverse Polarization of Λ -Hyperons produced in nC -Reactions in the EXCHARM experiment. JINR, E1-99-177, Отправлено в журнал European Physical Journal C.
2. Сотрудничество ЭКСЧАРМ, представлено А.Л.Ткачевым: Исследование поляризации Λ^0 -гиперонов, рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях на Серпуховском ускорителе. Труды научной сессии МИФИ-99, т.4, с.164.
3. V. Fanti ... A.Tkatchev et al., A Measurement of the transverse polarization of Λ^0 hyperons produced in inelastic $p N$ reactions at 450-GeV proton energy. Eur. Phys. J. C6, 265 (1999).
4. NA48 collaboration, presented by A.Tkatchev, A Measurement of the transverse polarization of Λ^0 hyperons produced in inelastic $p N$ reactions at 450-GeV proton energy. Nucl. Phys. B, Proceedings Supplements, 75B, 45, 1999.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1999 года.